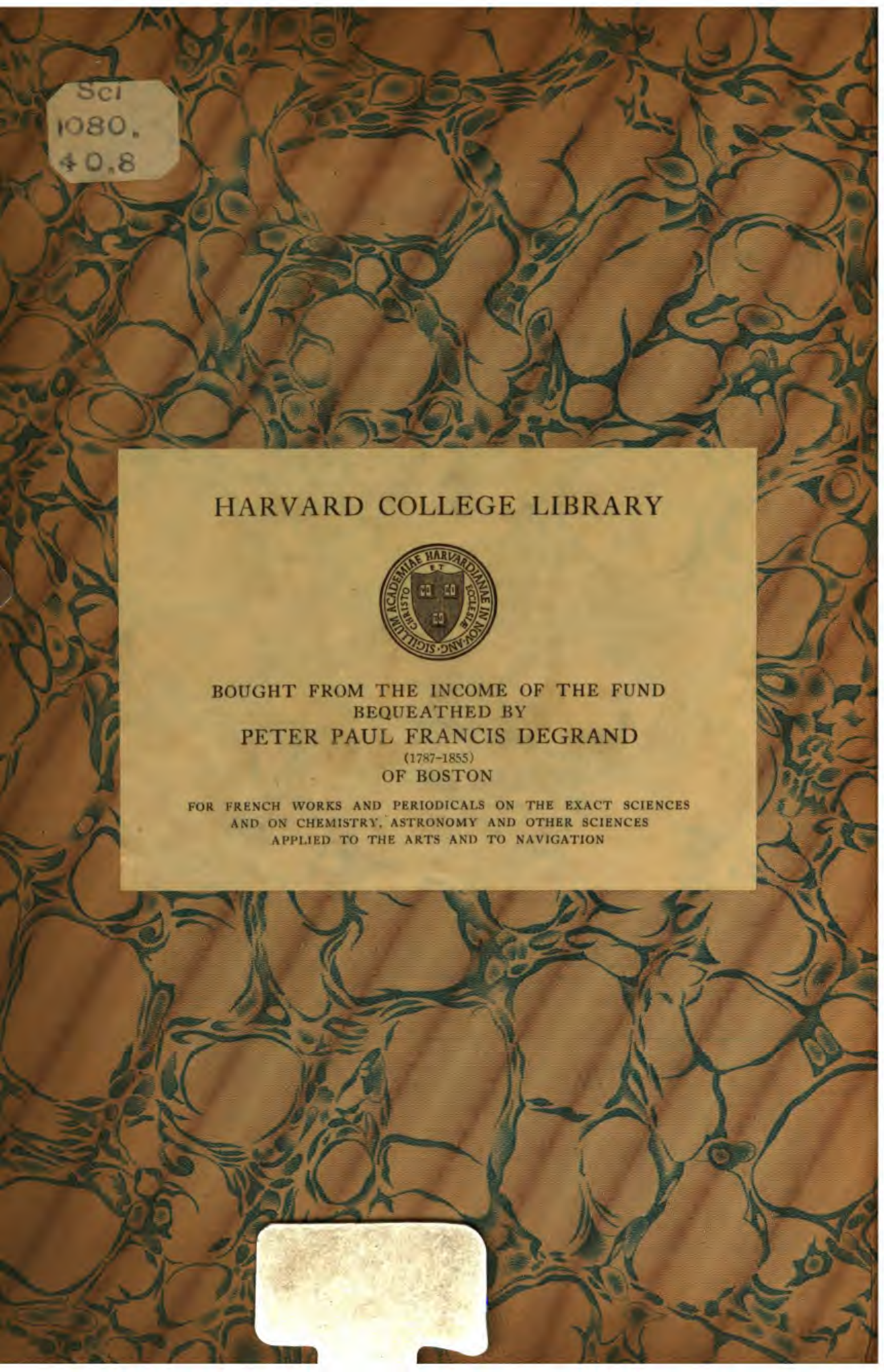

Sci
1080.
40.8
HARVARD COLLEGE LIBRARY
SIGILLUM ACADEMIAE HARVARDIANAE IN NOV-ANG.
CHRISTO ET ECCLESIAE
BOUGHT FROM THE INCOME OF THE FUND
BEQUEATHED BY
PETER PAUL FRANCIS DEGRAND
(1787–1855)
OF BOSTON
FOR FRENCH WORKS AND PERIODICALS ON THE EXACT SCIENCES
AND ON CHEMISTRY, ASTRONOMY AND OTHER SCIENCES
APPLIED TO THE ARTS AND TO NAVIGATION



SOCIÉTÉ FRANÇAISE

DE PHYSIQUE

ANNÉE 1896.

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES.

SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE,

RECONNUE COMME ÉTABLISSEMENT D'UTILITÉ PUBLIQUE
PAR DÉCRET DU 15 JANVIER 1881.

ANNÉE 1896.

PARIS,
AU SIÈGE DE LA SOCIÉTÉ,
44, RUE DE RENNES, 44.

—

1896

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

SÉANCE DU 17 JANVIER 1896.

PRÉSIDENCE DE MM. CAILLETET.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 20 décembre 1895 est lu et adopté.

Sont élus membres de la Société :

MM. BLOUVEN, au Manoir de Lanhouardon, à Plabennec (Finistère).
MARIE, Préparateur de Physique au Lycée Charlemagne, Paris.

M. LE PRÉSIDENT déclare le scrutin ouvert pour la nomination du Vice-Président, du Vice-Secrétaire, de deux Membres pour la Commission du *Bulletin*, et pour le renouvellement partiel du Conseil.

M. LE PRÉSIDENT rappelle que le Rapport de la Commission des comptes sur l'exercice 1894-1895 a été adressé à tous les membres de la Société, et demande s'il y a quelques observations à faire à ce Rapport. Aucune observation n'étant présentée, le Rapport de la Commission des Comptes est mis aux voix et adopté.

M. LE PRÉSIDENT proclame le résultat du vote. Sont élus :

Vice-Président: M. H. BECQUEREL.

Vice-Secrétaire : M. P. JANET.

Membres de la Commission du Bulletin : MM. FOUSSEREAU et KROUCHKOLL.

Sont élus Membres du Conseil pour une période de trois années :

Membres résidents:

MM. BERTIN, directeur du matériel au Ministère de la marine.
COMBES (A.), maître de conférences à la Faculté des Sciences.
MANEUVRIER, sous-directeur du Laboratoire des recherches physiques à la Faculté des Sciences de Paris.
DE LA TOUANNE, ingénieur des Télégraphes.

Membres non résidents :

MM. DVOŘAK, Professeur à l'Université d'Agram (Hongrie).
JOUBIN, Professeur à la Faculté des Sciences de Besançon.
MATHIAS, Professeur à la Faculté des Sciences de Toulouse.
OUMOFF, Professeur à l'Université de Moscou (Russie).

ALLOCUTION

PRONONCÉE DANS LA SÉANCE DU 17 JANVIER 1896

Par M. CAILLETET

Président sortant de la Société française de Physique.

« Messieurs et Chers Collègues,

« En m'appelant à présider les séances de notre Société de Physique et à en diriger les savants travaux, vous m'avez comblé d'honneur et vous avez voulu récompenser ainsi un ardent ami de la Science.

« Au moment où je vais remettre mes fonctions de Président à notre cher collègue, M. Bouty, il m'est doux de vous adresser l'expression d'une gratitude d'autant plus sincère qu'elle se lie à une haute estime pour le talent et le caractère de ceux qui me font l'honneur de m'écouter.

« Il est d'usage que, chaque année, nous dressions ensemble l'inventaire rapide des œuvres accomplies par notre Société et le bilan de ses finances; permettez qu'avant de vous entretenir de notre situation scientifique et économique, j'adresse un souvenir ému et un dernier adieu à ceux de nos collègues et amis qui ont malheureusement disparu au cours de cette dernière année.

« Nos deuils, je le constate avec peine, sont aussi nombreux que l'an passé, nous avons aujourd'hui à déplorer la perte de plusieurs membres distingués de l'Université : M. Libert, professeur au Collège de Morlaix; M. Gamet, professeur au Lycée de Marseille; M. Julien Brunhes, professeur à la Faculté des Sciences de Dijon, homme de science et de devoir, qui laisse à beaucoup d'entre nous le souvenir d'un rare mérite et d'un grand dévouement à nos études

« Nous avons perdu M. Le Châtonnier, chimiste des douanes ; et M. Pitanga, professeur à l'École Polytechnique de Rio-Janeiro ; le comte Léopold Hugo, et le commandant Fourtie, attaché au Service géographique de l'Armée ; puis, deux artistes d'un haut mérite, M. Lutz, constructeur d'appareils de physique, qui, chaque année, présentait à nos expositions de Pâques, les instruments les plus variés et les plus intéressants ; et M. Brünner, membre du Bureau des Longitudes, qui a enrichi la plupart des Observatoires nationaux et étrangers d'appareils d'une haute perfection, et qui a soutenu la bonne renommée des constructeurs français.

« Tout récemment, nous avons rendu les derniers devoirs à l'un des anciens Secrétaires de la Société, membre de notre Conseil, M. Mouton, qu'une cruelle maladie tenait, depuis trop longtemps, éloigné de nos séances, et empêchait de poursuivre les belles recherches dont il avait déjà doté la Science. Je ne puis non plus passer sous silence la mort profondément regrettable de l'un des Bienfaiteurs de notre Société, M. D'Eichthal, dont l'intelligente libéralité était connue de tous.

« Vous n'attendez pas de moi, mes chers collègues, que je vous présente, même brièvement, l'analyse complète des nombreux travaux qui ont été communiqués, cette année, à notre Société. Qu'il me suffise, dans une rapide énumération, de rappeler à son souvenir : les intéressantes recherches que M. Pellat a exécutées au moyen d'une sirène très supérieure à l'appareil classique de Cagniard de la Tour ; la communication de M. Hurmuzescu sur la force électromotrice d'aimantation, ainsi que celle de M. Amagat sur la pression intérieure dans les fluides ; la communication de M. Charpy sur la trempe ; puis, les recherches de M. Camichel, exécutées au Laboratoire de Physique de l'École normale supérieure.

« Je n'oublierai pas la communication de M. Broca sur l'Optique, celle de M. Leduc sur une nouvelle méthode pour mesurer le point de congélation des dissolutions très étendues, non plus que celle de M. Foussereau, sur l'entraînement de l'éther. Je dois une mention spéciale à l'électromètre absolu de MM. Abraham et Lemoine, ainsi qu'aux recherches sur l'électricité atmosphérique que M. Chauveau a exécutées au voisinage du sommet de la tour Eiffel.

« M. Daniel Berthelot nous a fait connaître une nouvelle méthode de mesure des températures. Nous avons pu examiner, avec un vif intérêt, l'appareil que M. Pellat a fait construire par MM. Ducretet

et Lejeune, pour la mesure du pouvoir inducteur spécifique des solides et des liquides, ainsi que les voltmètres et ampèremètres de MM. Arnoux et Chauvin. Dans ses recherches sur l'Optique, M. Cotton a trouvé des corps actifs qui absorbent inégalement un rayon circulaire droit et un rayon circulaire gauche. M. Bouty nous a montré de très curieuses expériences sur les flammes sensibles de Weinhold.

« L'étude des gaz liquéfiés a été représentée à nos séances par les communications de MM. Villard et Jarry sur la neige carbonique, et par celle de M. Guillaume à propos des expériences de M. Olszewski sur les constantes critiques de l'hydrogène.

« Je dois signaler les remarquables expériences de MM. Violle et Vautier sur la propagation du son : une conduite en fonte de 3 mètres de diamètre et de plus de 3 kilomètres de longueur, mise à leur disposition par les Ingénieurs de la Ville de Paris, leur a permis d'obtenir des résultats d'un puissant intérêt.

« Je dois rappeler la communication de M. Trouvé sur les lampes à acétylène, et insister sur l'importante communication de M. Maneuvrier sur la détermination de $\frac{C}{c}$, ainsi que celle de M. d'Arsonval sur la torpille. En nous faisant connaître divers travaux de savants étrangers, MM. Guillaume, Janet et Lamotte, ont sans doute voulu mettre en pratique les conseils si justes que nous donnait ici même notre cher Président, M. Joubert, lorsqu'il nous disait, l'année dernière : « Nous ne sommes pas une Académie devant laquelle on ne peut se permettre d'apporter que les résultats de recherches personnelles et originales ; nous sommes une réunion de collègues et de camarades qui ne demandent qu'à s'éclairer mutuellement. Si l'un de nous a étudié un travail nouveau et important publié à l'étranger, n'est-il pas dans l'intérêt de tous qu'il en fasse part à ses collègues ? »

« Si, maintenant, laissant de côté les travaux scientifiques dont notre Société peut à bon droit se glorifier, nous abordons l'examen de la situation matérielle, nous avons le plaisir de constater que notre Société, loin de péricliter, ou même de rester simplement stationnaire, s'est singulièrement développée pendant l'année écoulée, et qu'elle a pris une importance qui, je l'espère, ira sans cesse en grandissant.

« Au 1er décembre 1894, le nombre des membres était de .... 786 Membres.

« Grâce à une circulaire adressée aux Industriels, aux Savants et aux Professeurs des Collèges et des Facultés, 83 Membres nouveaux ont été admis en 1895.............................. 83

Notre Société comprend donc.................. 869 Membres.

D'où il faut retrancher :

Décédés................	11	}	22
Démissionnaires et rayés.	11		

Au 1er décembre 1895, notre Société comptait donc 847 Membres.

Savoir :

406 à Paris,
295 en province,
146 à l'Étranger,

Soit........... 847 dont 234 Membres perpétuels.

« L'accroissement du nombre de nos Sociétaires a modifié heureusement l'état de nos finances, nos budgets autrefois se balançaient avec le signe moins, et ne s'équilibraient que grâce à la libéralité de ce généreux anonyme, dont chacun de vous, Messieurs, a le nom sur les lèvres. Notre budget actuel, phénomène rare en matière budgétaire, peut maintenant être établi sans que nous ayons à redouter d'éviction dans nos prévisions. Cette année nous donnera un excédent de recettes de 448 fr. 45, au lieu du déficit de 1148 fr. 59, que nous constations tristement l'année dernière.

« Il est juste de remarquer que cet heureux état de nos finances n'est pas seulement dû à l'accroissement du nombre des membres de la Société, mais à la souscription de 1000 francs qu'a bien voulu nous accorder M. le Ministre de l'Instruction Publique.

« Je ne reviendrai pas sur les brillants succès de notre dernière exposition de Pâques ; notre savant collègue, M. Bouty, avec sa haute compétence vous a rappelé, au mois de juin dernier, son heureuse disposition, ainsi que les nombreux et intéressants appareils que nous avons tous admirés.

« La Société n'a pas perdu de vue l'exécution du grand travail qu'elle a entrepris : « Sur les Constantes physiques ». Les bases en sont établies, et plusieurs de nos collègues, dont nous devons louer le dévouement, ont déjà réuni de précieux documents.

« Je suis certain, Messieurs, d'être votre interprète en adressant ici les sincères remerciements de la Société à M. Pellat, notre Secrétaire général, ainsi qu'à M. Gay, notre Trésorier. Leur activité et leur dévouement ne se sont jamais démentis; nous leur devons, pour une large part, la prospérité de notre association.

« Nous n'aurons garde d'oublier M. Sandoz, dont l'intelligente coopération est si hautement appréciée de nous tous.

« Et, maintenant, je suis heureux de céder ce fauteuil à notre cher et savant collègue, qui l'occupera si dignement, et je l'invite à vouloir bien y prendre place. »

PRÉSIDENCE DE M. BOUTY.

M. CORNU tire des cordes d'un violoncelle, avec une netteté remarquable, des sons plus graves (sons harmoniques) que le son fondamental. C'est le phénomène qu'il s'est proposé d'expliquer, et qui l'a conduit à une étude expérimentale nouvelle des vibrations des cordes.

La cause de cet étonnant phénomène est simple : L'archet agit, non pas sur l'axe de la corde, mais sur sa surface. Son action se décompose donc en deux, une force appliquée à l'axe, puis un couple. La force produit les vibrations transversales, seules étudiées jusqu'ici ; le couple provoque dans l'élément touché par l'archet une rotation qui est propagée par l'élasticité de torsion. Une vibration *tournante* accompagne ainsi la vibration transversale. C'est elle qui fait entendre certains sons harmoniques du son fondamental.

La méthode d'observation employée dérive de celle de Lissajous: un rayon lumineux est réfléchi par un léger miroir collé à plat sur la corde ; il est reçu sur un écran parallèle à la corde. Les torsions de la corde se traduisent par des déplacements verticaux de l'image; les déplacements angulaires de l'axe de la corde se traduisent par des déplacements horizontaux de l'image. Celle-ci décrit alors des courbes de Lissajous. M. Cornu répète cette expérience devant la Société.

L'enregistrement chronophotographique des déplacements de l'image fournit tous les éléments nécessaires pour l'étude complète du mouvement ; mais il présente de grosses difficultés. M. Cornu les a levées par une superposition d'artifices simples et ingénieux qu'on lira avec fruit dans le Mémoire de l'auteur.

M. Cornu projette et explique les clichés qu'il a obtenus par cet enregistrement. Les deux principales figures ont été reproduites dans les *Comptes rendus de l'Académie* (séance du 5 août 1895. Voir aussi *Journal de Physique;* janvier 1896.)

M. VIOLLE signale la production, dans les tuyaux larges, de sons plus graves que le son fondamental, par exemple l'octave grave.

M. Cornu pense qu'il faut en chercher la cause dans les vibrations de la matière même des tuyaux : c'est ainsi qu'il explique l'octave grave que fait souvent entendre un diapason posé sur une table.

M. Guillaume rappelle que l'on peut obtenir aussi un son à l'octave inférieure, à l'aide du microphone hydraulique de M. Chichester Bell. Cet appareil consiste en un tube avec un orifice d'un tiers de millimètre environ, d'où sort un jet d'eau bien propre, sous une pression de l'ordre d'une atmosphère. Si l'on applique contre le tube un corps sonore quelconque, la tige d'un diapason par exemple, le jet est coupé en général synchroniquement aux vibrations du diapason, et l'on produit un son qui peut être très intense en faisant tomber sur une membrane les gouttelettes ainsi engendrées.

La rupture d'un jet d'eau se produit avec le maximum de facilité pour les tronçons dont la longueur est à peu près égale à quatre fois et demie le diamètre du jet. Lorsque les secousses de l'orifice se marquent sur la veine à des intervalles trop rapprochés, la rupture peut ne se produire que toutes les deux ou trois secousses, ou même à des intervalles plus éloignés et à abaisser le ton d'une octave ou plus ; toutefois, le phénomène n'est bien régulier que pour les premiers harmoniques inférieurs.

Sur les variations du rapport des deux chaleurs spécifiques des gaz par M. E. H. Amagat. — Les valeurs de la chaleur spécifique C ont été calculées en partant des valeurs de C données récemment par M. Joly (de Dublin) au moyen de la relation : $C - c = AT \frac{dp}{dt} \frac{dv}{dt}$. Les valeurs de $\frac{dp}{dt}$ et $\frac{dv}{dt}$ ont été déduites par M. Amagat de ses propres expériences.

De l'examen des résultats relatifs à l'acide carbonique, il résulte que : Pour une densité donnée, la température croissant, les valeurs de C décroissent plus rapidement que les c de M. Joly, et $\frac{C}{c} = \gamma$ décroît régulièrement.

Pour une température donnée (50°), la pression croissant (les c de M. Joly augmentent), C augmente très rapidement, et γ atteint, vers 100 atmosphères, la valeur 4,64 ; il doit passer par un maximum sous une pression peu supérieure.

Pour une pression donnée, γ décroît assez rapidement quand la température s'élève. L'ensemble des résultats est d'accord avec ceux d'un travail que vient de lui adresser M. Witkowski, qui a étudié l'air aux basses températures de 0 à — 140°.

L'examen comparatif de ces variations et de celles relatives à l'air et à l'hydrogène (à 50°) conduit M. Amagat à considérer comme extrêmement probable que les valeurs de γ doivent varier très peu quand on arrive dans la région du réseau ou soit à une température suffisamment élevée, soit sous une pression suffisamment forte, les isothermes ont une courbure extrêmement faible et sont sensiblement parallèles.

M. Amagat fait ensuite, au sujet de ces résultats, les remarques suivantes :

1° On sait que le coefficient de pression $\frac{dp}{dt}$ varie extrêmement peu avec la température ; par suite, la relation bien connue $\frac{dc}{dv} = AT \frac{dp^2}{dt^2}$ semblerait indiquer que c doit être sensiblement indépendant de v ; mais le calcul numérique montre que les variations de $\frac{dp}{dv}$, résultant de celles que l'expérience donne pour c, sont de l'ordre de grandeur des erreurs inévitables; par suite, il n'y a pas contradiction entre les résultats expérimentaux ;

2° Il résulte de la forme sous laquelle on peut, dans la théorie cinétique, mettre la valeur de c :

$$c = A\left(\frac{dp_0v_0}{dt} + \frac{dM}{dt}\right) = A\left(\text{constante} + \frac{dM}{dt}\right),$$

que l'énergie moléculaire M n'est pas seulement de la température seule, mais encore du volume ;

3° En introduisant dans les calculs le coefficient angulaire ε des isothermes (en p et pv), on arrive pour la détente adiabatique d'un fluide quelconque à l'équation différentielle :

$$\frac{C}{c}\frac{dv}{v-\varepsilon} + \frac{dp}{p} = 0$$

non intégrable en général, puisque $\frac{C}{c}$ et ε sont des fonctions inconnues des variables, mais qui le devient quand ces grandeurs sont constantes; on obtient alors la relation

$$p\,(v-\varepsilon)^{\frac{C}{c}} = C^{te},$$

qui peut servir tout au moins comme formule approchée dans le cas spécifié plus haut. Vers 2000 atmosphères ε devient sensiblement égal à la moitié de v ;

4° Enfin, M. Amagat insiste sur l'avantage qu'il peut y avoir à introduire dans diverses formules de la thermodynamique, le coefficient ε dont il a donné les valeurs pour un certain nombre de fluides. Comme exemples extrêmement simples, il donne les expressions suivantes de la valeur du coefficient de compressibilité cubique, et du rapport des deux coefficients de dilatation :

$$\mu = \frac{1}{p}\left(1 - \frac{\varepsilon}{v}\right), \qquad \frac{\alpha}{\beta} = \left(1 - \frac{\varepsilon}{v}\right),$$

remarquables par leur simplicité et la facilité avec laquelle elles se prêtent à certains calculs et à la discussion.

M. Guillaume présente, de la part de M. Guerre, un timbre chantant et un diapason magnétique, actionnés d'une façon semblable par un électro-aimant dont le circuit est coupé à intervalles égaux par l'instrument lui-même.

Le timbre, en acier, recouvre un électro-aimant en circuit avec une pile, la tige du timbre, la cloche elle-même, et un petit ressort de platine, qui appuie très légèrement sur le timbre. Les vibrations de ce dernier suffisent pour interrompre le contact, de telle sorte que les impulsions sont toujours de même rythme que les oscillations que l'on veut produire. Le son s'enfle graduellement et acquiert, au bout d'un temps très court, une assez grande intensité.

Ce timbre peut remplacer la trembleuse comme appel; il peut, comme le diapason, servir à donner le ton dans les orchestres, ou même devenir un instrument de musique propre à fournir des effets particuliers.

RAPPORT DE LA COMMISSION DES COMPTES

SUR L'EXERCICE 1894-1895.

Messieurs,

Le compte de l'Exercice, clos le 30 novembre dernier, comprend les articles suivants:

Recettes.

		fr.
En caisse au 1er décembre 1894		671,76
	fr.	
Cotisations arriérées	270,00	
» 1895	8 020,60	
» 1896	65,00	8 355,60
Entrées		150,00
Souscriptions perpétuelles		2 400,00
Intérêts du capital		1 907,90
Vente des publications de la Société		388,40
Dons extraordinaires		1 300,00
Subvention ministérielle		1 240,00
Remboursement de 1 obligation		491,15
Total des recettes		16 904,81

Dépenses.

	fr.
Loyer du siège social	600,00
Supplément pour séances extraordinaires et emploi des machines	344,55
Traitement de l'agent	2 000,00
Fournitures pour la bibliothèque	103,00
Abonnements et reliures	476,70
Indemnité pour le service de la Bibliothèque	300,00
Bibliothèque circulante	76,80
Frais de bureau, distribution du bulletin	983,65
Recouvrement des cotisations	222,87
Frais d'expériences	14,30
Séance de Pâques	587,29
Gravure du *Bulletin*	49,75
Divers (tombe de Fresnel)	142,10
Payé à MM. Gauthier-Villars et fils	5 697,44
Achat de 6 obligations Midi anciennes (nominatives)	2 836,75
TOTAL DES DÉPENSES	14 435,20
D'où résulte un excédent de recettes, en caisse au 1er décembre 1895, de	2 469,61
TOTAL ÉGAL A CELUI DES RECETTES	16 904,81

Si, dans le résumé ci-dessus, on laisse de côté l'encaisse au début de l'Exercice, les souscriptions perpétuelles, les dons extraordinaires, le remboursement et l'achat des obligations, on voit que les recettes normales de la Société ont été pendant l'Exercice de 12 041,90, tandis que les dépenses courantes ont atteint 11 598fr,45.

Il y a donc un excédent de recettes de 443fr,45.

Ce résultat est dû à l'accroissement notable du nombre des membres et à une somme de 1000fr que M. le Ministre de l'Instruction Publique et des Beaux-Arts a bien voulu ajouter à la subvention habituelle.

L'année dernière nous avions signalé un excédent des dépenses sur les recettes de 1 143fr,59; de généreux bienfaiteurs se sont empressés de le combler par les dons extraordinaires que vous voyez figurer aujourd'hui dans le compte. Nous joignons nos remerciements à ceux que vous leur avez précédemment adressés et nous sommes heureux de constater que la situation s'est très sensiblement améliorée.

Détail des comptes relatifs aux publications.

La somme de 5 697fr,44, payée à MM. Gauthier-Villars et fils, se décompose comme il suit :

	fr.
Bulletin des séances, avril-juillet 1893 (900 exemplaires)	1 072,25
Bulletin des séances, juillet-décembre 1893 (900 exemplaires).	991,65
Bulletin des séances, 1er fascicule 1894 (900 exemplaires)	667,30
Bulletin des séances, 2e fascicule 1894 (900 exemplaires)	653,30
Circulaires et impressions diverses	134,75
Ordre du jour des séances, novembre 1893 à juillet 1894......	1 589,99
Expédition de volumes et fournitures de librairie	109,45
Enveloppes pour convocation	478,75
TOTAL...........	5 697,44

Situation.

La situation de la Société au 30 novembre 1895 se résume ainsi :

Actif.

	fr.
68 obligations du chemin de fer du Midi (anciennes) nominatives, achetées 24 578fr,60, valant	31 586,00
6 obligations du chemin de fer du Midi (anciennes) nominatives achetées 2 797fr,20, valant	2 787,00
3 obligations du chemin de fer du Midi (anciennes) au porteur, achetées 1 182fr,32, valant	1 393,50
9 obligations du chemin de fer du Midi (nouvelles) au porteur achetées 3 643,70, valant	4 185,00
6 obligations du chemin de fer de l'Est (anciennes) nominatives achetées 2 653fr,50, valant	2 820,00
10 obligations du chemin de fer de l'Est (nouvelles) au porteur, achetées 3 997fr,50, valant	4 628,75
36 obligations du chemin de fer de l'Est (nouvelles) nominatives, achetées 16 479fr,65, valant	16 663,45
138 obligations achetées 55 332fr,47, valant	64 063,70
En caisse au 30 novembre 1895.........	2 469,61
TOTAL DE L'ACTIF IMMÉDIATEMENT RÉALISABLE...	66 533,31

Passif.

Mémoires dus à MM. Gauthier-Villars et fils:

	fr.
Bulletin des séances, 3e fascicule 1894 (900 exemplaires).....	604,70
Bulletin des séances, 4e fascicule 1894 (900 exemplaires).....	765,90
Bulletin des séances, 1er fascicule 1895 (975 exemplaires).....	844,95
Circulaires et impressions diverses..............................	980,55
Ordres du jour des séances (novembre 1894 à juillet 1895)....	1 419,87
Expédition de volumes et fournitures de librairie.............	56,00
TOTAL.........	4 671,97
D'où ressort un excédent d'actif de	61 861,34
TOTAL ÉGAL A L'ACTIF..........	66 533,31

Si à l'excédent ci-dessus....................................	61 861,34
on ajoute la valeur de l'actif non immédiatement réalisable, savoir :	

Volumes en dépôt chez MM. Gauthier-Villars et fils :

			fr.
Coulomb........	627 volumes	3 815 volumes à 6fr l'un..	22 890,00
Ampère I.......	683 »		
Ampère II.......	800 »		
Pendule I.......	805 »		
Pendule II......	900 »		
Cotisations à recouvrer, évaluées à........			500,00
On obtient pour l'*avoir total de la Société*........			85 251,34

Statistique.

Au 1er décembre 1894		786	Membres
Reçus en 1895		83	
TOTAL....................		869	
D'où il faut retrancher:			
Décédés	11	22	
Démissionnaires ou rayés......	11		
Il reste donc au 1er décembre 1895......................		847	Membres.

Savoir :

406 à Paris,
295 en province,
146 à l'Étranger,

847

Les Membres perpétuels sont au nombre de 234, savoir :

		fr.		fr.
213	(dont 29 décédés) ayant versé...	200,	soit...........	42 600,00
5	(dont 1 décédé) » ...	150,	»	750,00
7	» » ...	100,	»	700,00
9	» ...	50,	»	450,00
234	TOTAL DES VERSEMENTS		....	44 500,00

Enfin, dans l'actif de la Société, deux sommes proviennent de dons et ont des affectations spéciales ; savoir :

	fr.
Fonds Guébhard pour la Bibliothèque........................	9 500,00
Dons pour le Volume des Constantes.....	5 000,00
TOTAL...............	14 500,00

La Commission a constaté l'ordre et la régularité des écritures tenues par M. le TRÉSORIER ; elle vous propose d'approuver les Comptes, en lui adressant des remercîments pour le soin et le dévouement qu'il apporte dans l'accomplissement de sa tâche.

Paris, le 28 décembre 1895.

Les Membres de la Commission,
Colonel BASSOT, Commandant RENARD, et LUCIEN BORDET, Rapporteur.

Étude expérimentale des vibrations transversales des cordes ;

PAR M. A. CORNU.

Le phénomène des vibrations transversales des cordes est loin d'avoir été approfondi comme il le mérite à bien des titres. Lorsque, avec des dispositifs perfectionnés, on observe une corde vibrante, on reconnaît qu'elle est animée de mouvements beaucoup plus complexes qu'on ne le suppose généralement : cette complexité est une conséquence nécessaire des conditions initiales ou permanentes du mouvement vibratoire, et c'est à elle qu'on doit cette variété de sonorités et de timbres qui constituent la valeur musicale des instruments à cordes, spécialement des instruments à archet.

Ayant été amené à étudier diverses particularités des mouvements vibratoires, j'ai obtenu quelques résultats intéressants dont voici le résumé succinct :

Les vibrations transversales d'une corde, excitées d'une manière quelconque, sont toujours accompagnées de vibrations tournantes, l'élasticité de torsion de la corde entrant en jeu au même titre que la composante transversale de la tension.

Cette superposition constante, restée inaperçue jusqu'ici, d'une oscillation tournante, aurait pu être prévue d'après les théorèmes généraux de la Mécanique; en effet, le système de forces qu'on fait agir sur une corde pour la mettre en vibration est, comme on sait, toujours réductible à une force et à un couple : la force, appliquée à l'axe, détermine les vibrations transversales; le couple, les vibrations tournantes. Ce couple ne peut être nul qu'exceptionnellement; d'autant que les forces, toujours appliquées à la surface de la corde, ont, le plus souvent, par suite des frottements inévitables, une composante tangentielle relativement grande.

Cordes pincées. — La mise en vibration d'une corde par *pincement* est, sous certains rapports, celle qui conduit aux mouvements les plus complexes : en effet, chacun des points de la surface de la corde se meut suivant la résultante des trois déplacements ainsi définis :

1° Rotation autour de l'axe de la corde ;

2° Translation parallèle à un plan de symétrie de la corde;

3° Translation parallèle au plan de symétrie perpendiculaire.

Le premier déplacement, variable avec le temps, est la somme algébrique d'oscillations pendulaires dont les périodes suivent à peu près la loi des harmoniques; toutefois, le coefficient d'amortissement des vibrations de torsion étant notable avec les cordes métalliques, considérable avec les cordes à boyau, ces oscillations s'éteignent les premières.

Les deux autres déplacements constituent la vibration transversale habituellement considérée; c'est une vibration très complexe aussi par la superposition des harmoniques bien connus. Mais elle présente une autre complication qu'on néglige d'ordinaire; cette complication provient de ce que la corde, soit par sa constitution physique, soit par ses modes d'attache, n'est jamais symétrique autour de son axe, ce qui entraîne l'existence de deux plans rectangulaires principaux dans lesquels l'élasticité transversale est légèrement différente; de là, une différence de période ou de phase dans les deux composantes vibratoires et des battements reconnaissables en écoutant les harmoniques.

C'est ce que montre, d'ailleurs, l'observation directe : le *fuseau*

optique d'une corde pincée s'aplatit périodiquement et se balance autour de son axe; un point brillant fixé à la corde et observé obliquement décrit des courbes analogues à celles de Lissajous ou mieux à celles du kaléidophone de Wheatstone. Ces courbes sont au début dentelées et bouclées par les harmoniques des oscillations tournantes et transversales ; elles se régularisent peu à peu par suite de l'extinction plus rapide des vibrations tournantes, puis des harmoniques élevés et, finalement, elles se réduisent aux types les plus simples (ellipses, courbes en 8, etc.). Bien que la forme de ces courbes paraisse indiquer la prédominance des vibrations purement transversales, c'est-à-dire des vibrations dues à la composante normale de la force excitatrice, on reconnaît aisément l'influence de la composante tangentielle; c'est elle, en effet, qui détermine le sens initial de la description de ces courbes, car on l'inverse à volonté en attaquant la corde de manière à développer un couple agissant dans un sens ou dans l'autre.

Cordes mises en vibration par un choc. — Les cordes frappées brusquement avec un corps solide semblent devoir prendre un mouvement vibratoire moins complexe que lorsqu'elles sont pincées ; il n'en est rien. Le choc, bien qu'ayant lieu dans un temps extrêmement court, offre les mêmes causes de dissymétrie dans les forces mises en jeu; on retrouve, au début, les vibrations tournantes et toute la série des harmoniques déjà signalés, variables avec le point d'attaque et la dureté du corps choquant.

La méthode d'observation qui sera décrite plus loin permet d'analyser le phénomène initial, lequel est très curieux, malgré son extrême brièveté.

Cordes mises en vibration par l'archet. — Le mode vibratoire entretenu par un archet est beaucoup plus simple que les précédents, d'abord à cause de la permanence du régime, ensuite à cause de la rectilignité des déplacements transversaux de l'axe de la corde, toujours parallèles à la direction de l'archet. Mais ce qui caractérise ce genre de mouvement, c'est la grande amplitude des vibrations tournantes superposées aux vibrations rectilignes et transversales; la dépendance réciproque des deux systèmes d'oscillations est si intime que, malgré la complexité des mouvements composants, le mouvement périodique résultant est d'une uniformité parfaite; on en verra plus loin un exemple (*fig.* 1 et 2) ; c'est donc une véritable synchronisation mutuelle établie à la faveur du coefficient d'amortissement précité.

L'origine de ces vibrations par torsion de la corde est ici tout à fait évidente : elles résultent de la force tangentielle exercée par l'archet; c'est même par l'intermédiaire de la torsion que les déplacements transversaux prennent naissance. L'importance mécanique de ces vibrations tournantes est tellement grande que, si, par une manœuvre convenable de l'archet, on leur imprime une amplitude considérable, de sychronisées elles deviennent synchronisantes, c'est-à-dire imposent aux vibrations transversales des périodes particulières. Les sons prennent alors un timbre spécial; leur hauteur ne correspond plus à la longueur de la corde ; ils varient par degrés discontinus suivant la pression de l'archet et le point d'attaque. Ces sons, que j'appellerai *sons anormaux* (1), offrent la particularité inattendue d'être toujours plus graves que le son fondamental correspondant à la longueur de la corde mise en vibration; ils sont parfois assez difficiles à faire sortir avec pureté, comme si leur production naturelle exigeait certaines relations entre la constitution de la corde, sa longueur et sa tension (2).

Méthode d'observation. — Après de nombreux essais pour découvrir l'origine des sons anormaux, j'ai été amené, par l'examen attentif du mouvement de points brillants disposés sur les cordes d'un violoncelle, à les attribuer à l'influence des vibrations tournantes. De là l'idée de fixer à la corde un miroir extrêmement léger (3), soit

(1) Ces sons anormaux n'ont été, à ma connaissance, décrits par aucun physicien ; toutefois, dans son *Mémoire sur l'action de l'archet sur les cordes* (*Savants étrangers*, t. VII), Duhamel affirme qu'il est « parvenu à tirer d'une corde des sons fort au-dessous du son fondamental », mais il attribue ce phénomène à une tout autre cause ; on voit, d'ailleurs, qu'il n'a pas soupçonné le rôle de l'élasticité de torsion, car, dans sa théorie, la corde considérée est réduite à une ligne mathématique.

Les violoncellistes ont remarqué que certaines cordes (le *sol*, corde filée) donnent parfois des sons de mauvaise qualité : la corde *roule*, disent-ils. Effectivement, ces cordes sont celles qui donnent naturellemen avec facilité les sons anormaux.

(2) Pour obtenir les sons anormaux, il faut appuyer lourdement sur la corde, comme pour la faire rouler sous l'archet; ni la constitution de l'archet, ni la nature de la corde, ni la construction de la caisse sonore n'interviennent dans la production de ces sons singuliers; on les obtient avec des cordes quelconques, métal, boyau, chanvre, etc., tendues sur un madrier, et frottées avec une tige rigide de bois, de verre ou de métal, bien enduite de colophane. On a donc bien affaire à un phénomène général d'élasticité.

(3) Ces miroirs, pesant à peine quelques milligrammes, s'obtiennent en découpant à la pointe de diamant des lames argentées en verre mince de microscope en rectangles de 1 millimètre à 2 millimètres de côté ; on les colle sans difficulté sur la corde, à plat ou de tranche, avec une goutte d'arcanson (mélange de cire

parallèlement, soit même perpendiculairement à la corde, de préférence au voisinage des extrémités ou des nœuds. L'image réfléchie d'un point lumineux décrit une ligne qui représente les mouvements de la normale au miroir. Lorsque le miroir est parallèle à l'axe de la corde, cette courbe réalise la composition optique de la vibration tournante et de l'oscillation angulaire correspondant à la composante de la vibration transversale normale au miroir (on voit aisément que l'autre composante transversale ne produit aucun effet). Ces deux directions vibratoires étant sensiblement rectangulaires, les projections de chaque point de la courbe sur ces deux directions donnent à chaque instant le déplacement correspondant.

Lorsque le miroir est perpendiculaire à la corde, le mouvement du point brillant réfléchi n'est plus affecté par la vibration tournante; il fournit alors la composition optique des deux composantes transversales signalées plus haut, et qu'on sépare par projection sur des directions rectangulaires convenables.

Ces quelques mots suffisent pour montrer que la méthode permet de déterminer le mouvement le plus général de la corde en chaque point.

On est ainsi ramené à l'étude de ces courbes, très complexes, comme les considérations précédentes l'ont fait prévoir; à l'aide de la lumière du soleil ou de l'arc électrique, on parvient sans peine à les photographier, ce qui permet de les examiner à loisir. Mais ces courbes sont par elles-mêmes insuffisantes pour la définition complète des mouvements composants; il faut connaître en chacun de leurs points la loi de leur description avec le temps.

On y parvient par le dispositif suivant, qui fournit une méthode générale de chronophotographie :

Le point lumineux peut être à volonté fixe ou interrompu à des intervalles de temps égaux; à cet effet, il est constitué par l'image focale de la source produite par une lentille à très court foyer; cette image tombe soit sur un trou fixe, soit sur les trous percés sur le bord d'un disque, dernier mobile d'un rouage d'horlogerie; ce disque, présentant une série de cent trous équidistants, répartis sur une cir-

---

et de résine en parties égales), qu'on maintient ramollie avec un fil métallique légèrement chauffé. Il faut choisir des verres de deux à trois dixièmes de millimètres d'épaisseur, pour éviter qu'ils ne se courbent lorsque l'arcanson se fige; avec cette précaution, on obtient, malgré l'exiguité de la surface réfléchissante, la perfection d'image requise pour les observations délicates.

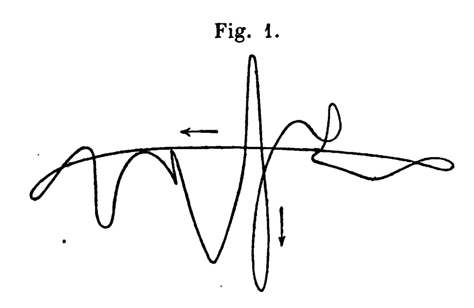
conférence concentrique à son axe, et faisant environ cent tours par seconde, le faisceau lumineux est interrompu et envoie des éclats équidistants d'un dix-millième de seconde.

Dans ce cas, la courbe, au lieu d'être formée par une ligne continue, est constituée par un pointillé qui la gradue en dix-millièmes de seconde ; la loi de description est alors entièrement déterminée. Pour éviter toute indécision sur la forme de la courbe, il est bon de faire successivement deux épreuves, l'une en ligne continue, l'autre en pointillé, ce qui s'obtient par un simple déplacement de la lentille collectrice.

La délicatesse de la méthode est telle que l'on peut étudier en détail des phénomènes presque instantanés, comme la succession des déplacements de la corde pendant la durée d'un choc, et déterminer la loi avec le temps des divers mouvements composants.

L'étude de la courbe pointillée se fait sur une copie du cliché amplifié dix fois à la chambre claire, et on relève les points en les numérotant à partir d'une origine convenable ; on trouve des repères de dix en dix, car les trous du disque perforé étant de dix en dix un peu plus larges, les points sont alors un peu plus gros ; on évite ainsi toute chance d'erreur.

Fig. 1.



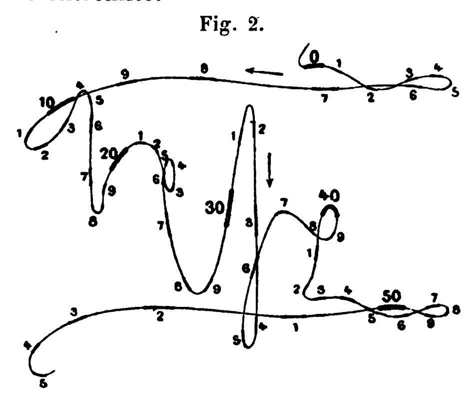
Nous avons dit que la régularité des périodes successives était remarquable ; aussi est-il à peine nécessaire d'employer un obturateur rigoureusement réglé, comme durée d'ouverture, pour obtenir la courbe fermée représentant une période complète ; les courbes successives (lorsque l'archet est bien conduit) se reçouvrent presque exactement. Mais, pour l'obtention des courbes en pointillé, le réglage est nécessaire sous peine d'introduire des confusions inextricables. On lève cette difficulté et, en outre, l'indétermination du *sens*

de la description par l'emploi d'un miroir à rotation lente interposé entre la source et le miroir de la corde ; tout se passe alors comme si le point lumineux était animé d'un mouvement rectiligne et uniforme ; si la courbe à observer était circulaire, elle se transformerait en une épicycloïde dont la disposition des boucles détermine sans ambiguïté le sens de description. Appliquées aux courbes complexes pointillées dont il s'agit ici, l'anamorphose produite, loin de compliquer les apparences, les simplifie en séparant des boucles qui seraient superposées et confuses.

C'est ce que fera comprendre immédiatement un coup d'œil jeté sur les figures ci-jointes qui fournissent, dans un cas relativement simple, un exemple de l'application de la méthode.

La *fig.* 1 représente la courbe fermée constituant la période (192mes de seconde) du mouvement vibratoire d'un son normal ; elle représente la composition optique du déplacement par torsion (mesuré parallèlement à la verticale) et du déplacement angulaire transversal (parallèlement à l'horizontale) en un point situé à 20 millimètres d'une des extrémités d'une corde de 200 millimètres excitée par l'archet à l'autre extrémité.

Fig. 2.



La *fig.* 2 est la même courbe, pointillée en 8000mes de seconde, anamorphosée suivant le mode décrit ci-dessus. La projection horizontale de chaque point n'est pas altérée ; la projection verticale doit être corrigée d'une quantité proportionnelle au temps ; la distance des points homologues de deux périodes successives donne le coefficient de proportionnalité, en même temps que la direction de l'axe de projection. On en déduit immédiatement le tracé graphique de la loi avec le temps de chaque mouvement composant.

Je poursuis depuis plusieurs années l'étude de ces mouvements vibratoires complexes qui touchent à une foule de problèmes, en apparence très divers ; cette étude est loin d'être complète, même au simple point de vue de l'acoustique musicale; il reste encore bien des difficultés à lever avant de pouvoir donner une analyse mécanique satisfaisante du phénomène de l'excitation vibratoire. Toutefois, à un point de vue général, il m'a paru utile de signaler, dès à présent, le rôle inattendu de l'élasticité de torsion, si net dans les vibrations transversales des cordes, mais moins apparent dans des phénomènes analogues.

Sur les variations du rapport des deux chaleurs spécifiques des gaz avec la température et la pression ;

Par M. E. H. Amagat.

I. Les lois suivant lesquelles varie le rapport des deux chaleurs spécifiques des gaz avec la température et la pression sont à peu près inconnues; les déterminations faites sous des pressions voisines de la pression normale, et à des températures supérieures à la température ambiante, ont conduit à des résultats contradictoires, ce qui s'explique assez facilement par les difficultés que comportent ces expériences. Jusqu'à ces derniers temps, la science ne possédait que des valeurs de chaleurs spécifiques sous pression constante et dans des limites de pressions insuffisantes pour en suivre les variations.

Récemment, M. Joly, de Dublin, a déterminé par une méthode ingénieuse les chaleurs spécifiques sous volume constant de l'air, de l'hydrogène et de l'acide carbonique entre 0 et 100° et dans des limites de pression relativement étendues, près de 100 atmosphères pour l'acide carbonique; d'autre part, la relation bien connue

$$C - c = AT \frac{dp}{dt}\frac{dv}{dt}, \qquad \text{soit :} \qquad \frac{C}{c} = \frac{c + AT \frac{dp}{dt}\frac{dv}{dt}}{c}$$

permet de calculer le rapport $\frac{C}{c}$ que je désignerai par γ, si on connaît

les valeurs du produit $AT \frac{dp}{dt} \frac{dv}{dt}$ que je désignerai par N; j'ai donné, dans mon dernier mémoire, les données nécessaires dans des limites étendues de température et de pression. Je viens d'avoir tout récemment connaissance d'un travail considérable de M. Lussana, de Padoue, qui a déterminé les chaleurs spécifiques à pression constante de plusieurs gaz pour la température moyenne de 50°, et jusque vers 40 atmosphères ; j'ai cherché naturellement à me servir de ces résultats pour déterminer le rapport γ, soit en les divisant par ceux de M. Joly, soit en faisant le calcul au moyen des valeurs de N ; malheureusement, outre qu'on n'aurait ainsi que des variations relatives à la pression, et dans des limites restreintes, les deux séries de valeurs en question ne paraissent point satisfaire à la première des relations ci-dessus ; je reviendrai plus loin sur ce point.

Les deux tableaux qui suivent sont relatifs à l'acide carbonique ; ils font connaître : les valeurs de *c* obtenues au moyen des formules empiriques de M. Joly, celles de C calculées au moyen de *c* et N, leur rapport γ et les éléments du calcul de N. Les valeurs de *c* contenues au premier tableau répondent à une densité légèrement différente de celle qui correspond à la formule empirique, mais la différence est telle qu'il ne peut en résulter aucune erreur appréciable.

ACIDE CARBONIQUE.

Sous volume constant pour une densité égale à 0,124.

T	P	$\frac{dp}{dt}$	$\frac{dv}{dt}$	$AT \frac{dp}{dt} \frac{dv}{dt}$	c	C	$\frac{C}{c} = \gamma$
	atm						
20°	45,1	0,324	0,0001820	0,2094	0,2144	0,4238	1,930
30	48,3	0,318	0,0001697	0,1988	0,2076	0,4064	1,939
40	51,4	0,310	0,0001517	0,1790	0,2018	0,3802	1,884
50	54,5	0,307	0,0001248	0,1504	0,1971	0,3475	1,763
60	57,6	0,303	0,0001145	0,1404	0,1936	0,3340	1,725
70	60,6	0,300	0,0001056	0,1321	0,1911	0,3232	1,691
80	63,5	0,297	0,0000961	0,1224	0,1897	0,3121	1,645
90	66,5	0,295	0,0000902	0,1153	0,1894	0,3047	1,609
100	69,5	0,292	0,0000840	0,1126	0,1902	0,3028	1,592

A la température moyenne de 50°.

50	50atm	0,265	0,0001300	0,1353	0,1918	0,3271	1,705
50	60	0,370	0,0001250	0,1818	0,2010	0,3825	1,903
50	70	0,505	0,0001428	0,2831	0,2132	0,4963	2,327
50	80	0,689	0,0001687	0,4563	0,2303	0,6866	2,981
50	90	0,960	0,0002133	0,8040	0,2585	0,9550	3,308
50	100	1,460	0,0002020	1,1105	0,3056	1,4161	4,633

On voit, par le premier tableau, que pour une densité constante égale à 0,124, tandis que c entre 20° et 100° décroît depuis 0,2144 jusqu'à 0,1902, C décroît aussi, mais plus rapidement (de 0,4238 à 0,3028), de telle sorte que le rapport γ décroît de 1,930 à 1,592.

Toutes ces valeurs sont de beaucoup supérieures à celles relatives à la pression normale qui sont voisines de 1,3 (1,298 d'après le récent travail de M. Maneuvrier, 1,299 d'après mes expériences de 1873) on voit donc que dans ces limites γ croît avec la pression d'une façon notable, quoique les variations soient infiniment moindres que celles présentées par le second tableau entre 50 atmosphères et 100 atmosphères ; on voit, en effet, que dans ces limites de pression et à la température moyenne de 50°, c croissant de 0,1918 à 0,3056, C croît aussi, mais bien plus rapidement, de telle sorte que γ croît de 1,705 à 4,633.

Enfin, il résulte de la comparaison des deux tableaux que, sous pression constante, γ décroît assez rapidement quand la température croît.

Il est, du reste, facile de prévoir ce qui arriverait à la température de 50° sous des pressions notablement plus fortes : il suffirait pour cela de considérer la suite des valeurs de N à cette température, et dont voici le tableau :

ACIDE CARBONIQUE.

Valeurs de AT $\frac{dp}{dt}\frac{dv}{dt}$ *à* 50°.

P		P		P		P	
50^{atm}	0,1353	90^{atm}	0,6965	200^{atm}	0,3452	600^{atm}	0,1907
60	0,1815	100	1,1105	300	0,2515	700	0,1819
70	0,2331	125	0,7934	400	0,2222	800	0,1749
80	0,4563	150	0,4780	500	0,2040	900	0,1714

On voit que ces valeurs, après avoir passé par un maximum très prononcé, au voisinage de 100 atmosphères, diminuent ensuite d'abord rapidement, puis de plus en plus lentement ; il résulte de là qu'à moins de changements brusques dans la valeur de c, qu'on n'a aucune raison de supposer, γ doit aussi passer par un maximum peu éloigné des limites du tableau, pour décroître ensuite régulièrement. Il suffit, pour se rendre compte de ces variations rapides, d'examiner sur mon réseau la forme de l'isotherme dans la région correspondante ; on verra que c'est entre 100 atmosphères et 125 atmosphères

que cette courbe change subitement d'allure avant de couper le lieu des ordonnées minima. A une température plus rapprochée de la température critique ces variations seraient encore plus prononcées, puisqu'au point critique γ devient infini ; les données expérimentales pour pousser sérieusement l'examen jusqu'en ce point font défaut.

Au contraire, à des températures plus élevées, ces variations s'affaiblissent graduellement, et le maximum par lequel passent les valeurs de γ finirait par disparaître ; ici encore les données font défaut ; j'y suppléerai par l'examen de corps se rapprochant de l'état parfait comme l'air et l'hydrogène ; je ferai enfin remarquer que les variations que nous venons d'étudier dépendent surtout de celles des valeurs de N et, par suite, les lois de ces variations pourraient encore rester les mêmes s'il existait des erreurs systématiques assez considérables dans la détermination de c ; par exemple, en supposant ce coefficient constant, on retrouverait encore les mêmes lois, il faudrait pour les modifier admettre des erreurs qui paraissent inadmissibles même en tenant compte de la difficulté que présentent des recherches aussi délicates.

II. Malheureusement, l'examen de l'air et de l'hydrogène ne peut être fait dans les mêmes conditions que pour l'acide carbonique, parce que M. Joly n'a déterminé leur chaleur spécifique c que jusque sous des pressions moins élevées que la limite inférieure de mes tableaux, que les circonstances ne m'ont point permis de terminer.

Toutefois, si on construit pour une température donnée les courbes des valeurs du produit N, leur forme est telle que le raccordement avec les pressions inférieures pour lesquelles Regnault a donné les deux coefficients de dilatation, peut se faire avec assez d'exactitude pour l'air ; je me suis servi aussi des coefficients de dilatation donné par M. Witkowski. Le tableau qui suit montre que les variations des valeurs de N sont infiniment moindres que pour l'acide carbonique, quoique le maximum existe encore pour l'air vers 350 atmosphères, et même aussi pour l'hydrogène, mais réduit à être à peine sensible.

Valeurs de AT $\frac{dp}{dt}\frac{dv}{dt}$.

	atm. 1	atm. 20	atm. 50	atm. 100	atm. 200	atm. 500	atm. 1000	atm. 1500	atm. 2000
Air à 0°	0,0683	0,0753	0,0850	0,1015	0,1287	0,1390	0,1207	0,0955	0,0955
— à 50°	0,0682	0,0728	0,0816	0,0924	0,1150	0,1237	0,1183	0,1050	0,0930
Hydrogène à 0° .	0,984	1,008	1,034	1,062	1,079	1,063	0,953	0,903	0,860
— à 50°.	0,984	0,998	1,018	1,044	1,071	1,084	0,953	0,929	0,899

D'autre part, j'ai cherché à me servir des nombres de M. Lussana; mais, comme je l'ai déjà dit, la différence (C — c) déduite de ces résultats et de ceux de M. Joly, qui devrait être égale aux valeurs correspondantes de N, en diffère de quantités inadmissibles, et précisément de sens contraire aux erreurs qui auraient le plus de chance de se produire dans le raccordement des courbes dont je viens de parler; c'est ce que montre le tableau suivant qui donne les valeurs de C_L de M. Lussana, de c^J de M. Joly, leurs différences ($C_L - c_J$) et les rapports γ obtenus :

Soit en divisant C_L par c_J, soit au moyen de N et de l'une ou l'autre de ces valeurs.

Air à 50°.

P	C LUSSANA	c JOLY	$C_L - C_J$	$AT \frac{dp}{dt} \frac{dv}{dt}$	$\frac{C_L}{c_J}$	$\frac{C}{c}$ calc. avec C_L	$\frac{C}{c}$ calc. avec c_J
1^atm	0,2371	0,1715	0,0656	0,0682	1,382	1,404	1,396
10	0,2506	0,1718	0,0808	0,0702	1,458	1,390	1,410
20	0,2656	0,1721	0,0935	0,0732	1,543	1,380	1,425
30	0,2806	0,1724	0,1076	0,0756	1,627	1,369	1,438
40	0,2956	0,1727	0,1229	0,0789	1,712	1,360	1,457
50	0,3610	0,1730	0,1376	0,0816	1,795	1,356	1,472

On voit que les résultats sont fort différents; les rapports calculés au moyen de C_L et de N iraient en diminuant, ce qui ne conduirait plus à un maximum qu'on peut prévoir pour l'air, au moins d'après ce qui arrive pour l'acide carbonique, non seulement en faisant le calcul au moyen du nombre de M. Joly, comme ci-dessus, mais encore en divisant les C_L par les c_J.

On remarquera la rapidité avec laquelle croissent, même aux pressions supérieures les C_L, ce qui serait, comme le fait du reste remarquer l'auteur, en désaccord formel avec les expériences de Regnault : les valeurs de C calculées au moyen des c_j varient beaucoup moins rapidement, et l'accroissement qui correspondrait aux limites des expériences de Regnault est presque insignifiant; d'autre part enfin, d'après les nombres de M. Lussana, les variations de C avec la pression seraient presque du même ordre pour l'hydrogène, l'air et l'acide carbonique, ce qui paraît peu probable; les résultats de M. Joly paraissent donc mieux cadrer sous certains rapports avec l'ensemble des faits, quoique sa formule empirique donne pour l'acide

carbonique, sous la pression normale, une valeur de c qui paraît un peu trop forte.

Pour l'hydrogène, l'ensemble des résultats de M. Joly paraît indiquer pour c, la pression croissant, une diminution à peine sensible et qui doit certainement être très petite ; par suite, si on considère que pour ce gaz les valeurs de N varient fort peu, on en conclura que, surtout à partir de la pression au-delà de laquelle les variations de N et de c seraient de même sens, γ doit extrêmement peu varier.

Pour l'acide carbonique, les variations considérables de ce rapport qui se produisent un peu avant le minimum du produit pv sont corrélatives des variations également considérables de N ; ces dernières disparaîtraient sous des pressions de plus en plus fortes, et certainement aussi, sous une pression donnée, à des températures suffisamment élevées; c'est ce que confirme le tableau ci-dessus relatif à l'air et à l'hydrogène, où, surtout pour ce dernier gaz, les variations de N sont extrêmement faibles, et du reste sensiblement indépendantes de la température.

L'ensemble de ces remarques permet de présumer, avec une grande probabilité, que pour tous les gaz les variations de c et de N diminuent progressivement quand la température s'élève, et aussi quand la pression croît, à partir du voisinage de l'ordonnée minima, région vers laquelle les variations sont les plus grandes, et que, par suite, le rapport des deux chaleurs spécifiques tend à devenir de plus en plus constant quand on s'avance vers cette région du réseau où les isothermes (construites sur p et pv) ont une courbure à peine sensible, et sont presque parallèles ; on retrouverait ainsi, dans la région de grande condensation, une loi simple analogue, mais non identique (je reviendrai plus loin sur ce point), à celle qui caractérise l'état pour ainsi dire opposé de gaz parfait ; c'est, du reste, un fait général que j'ai eu plusieurs fois l'occasion de faire remarquer à propos des lois de compressibilité et de dilatation des fluides : le retour des lois compliquées provenant du voisinage des changements d'état aux lois limitées simples, caractérisant les états opposés, se fait soit par l'élévation de température, soit par l'accroissement de la pression; c'est bien aussi quelque chose d'analogue qui a lieu, ainsi que je l'ai montré en détail, relativement aux perturbations dues au maximum de densité de l'eau.

III. Les gaz pour lesquels, sous la pression normale, γ diffère peu de 1,4 appartiennent au groupe de ceux dont on considère la molé-

cule comme formée de deux atomes (hydrogène, oxygène, azote, air, oxyde de carbone, acide chlorhydrique, etc.). Les autres gaz dont la molécule est plus compliquée et la valeur de γ notablement inférieure, pourraient probablement être rangés d'après leur constitution moléculaire par groupes, pour les différents corps de chacun desquels les valeurs de γ s'écarteraient peu d'une valeur moyenne caractéristique du groupe; on s'éloignerait ainsi graduellement, par groupes successifs, de la valeur théorique maxima que réaliserait la vapeur mercurielle d'après les expériences de MM. Kundt et Warburg. Les différences dues à l'état d'imperfection doivent être, *pour de faibles pressions*, par exemple sous la pression normale, notablement moindres que celles qui dépendent de la complication moléculaire; en tout cas, pour l'acide carbonique en particulier, sous la pression normale, on sait que C croît avec la température; comme du reste le produit $\frac{dp}{dt}\frac{dv}{dt}$, qu'on ne peut calculer qu'approximativement, tend plutôt à diminuer, il en résulte que γ ne peut que décroître quand on élève la température; le sens de cette variation est donc le même sous toutes les pressions.

IV. Les variations de la chaleur spécifique c, avec la pression, peuvent donner lieu à quelques remarques intéressantes.

1° On sait que, même à partir du voisinage de la courbe de liquéfaction, le coefficient de pression $\frac{dp}{dt}$ pour un volume donné, varie extrêmement peu avec la température, on l'a considéré comme constant; dans mes calculs, j'ai fait souvent cette hypothèse, au moins à titre d'assez grande approximation; s'il en était rigoureusement ainsi, la relation bien connue

$$\frac{dc}{dv} = \text{AT}\,\frac{d^2p}{dt^2}$$

exigerait que c fût rigoureusement indépendant du volume, tandis qu'il présente des variations qui, par exemple pour l'acide carbonique, sont considérables à une température donnée. Cependant, en faisant le calcul au moyen de la relation ci-dessus, on trouve que les variations même notables de c correspondent à des variations du coefficient de pression extrêmement petites et de l'ordre de grandeur de celles qu'on croit pouvoir attribuer aux erreurs expérimentales;

on ne saurait donc, pour le moment, dire qu'il y ait incompatibilité entre les résultats de M. Joly et ceux que l'expérience a fournis pour les coefficients de pression;

2° Si on désigne par M l'énergie moléculaire totale, l'une des relations de la théorie dynamique peut être mise sous la forme suivante:

$$dq = A\left(\frac{3}{2}\frac{d\,(pv)}{dt} + \frac{1}{2}\frac{d\,[\Sigma r\varphi\,(r)]}{dt} + \frac{dM}{dt}\right) dt + (\pi' + p)\,dv,$$

dans laquelle $\frac{1}{2}\Sigma r\varphi\,(r)$ est le viriel des forces intérieures, et π' est égal à $\frac{1}{3}\Sigma r\varphi\,(r)$.

On peut (voir ma note du 4 mars 1895) écrire pour une isotherme quelconque :

$$\frac{1}{2}\Sigma r\varphi\,(r) = 3\,(p_0v_0 - pv),$$

p_0 et v_0 se rapportant à une pression assez faible pour que, sous cette pression, le viriel intérieur soit nul; en substituant cette valeur du viriel dans la première relation et en réduisant, il vient :

$$dq = A\left(\frac{3}{2}\frac{d\,(p_0v_0)}{dt} + \frac{dM}{dt}\right) dt + l dv.$$

Par suite:

$$c = A\left(\frac{3}{2}\frac{d\,(p_0v_0)}{dt} + \frac{dM}{dt}\right) = A\left(C^{te} + \frac{dM}{dt}\right),$$

puisque sous la pression p_0 l'ordonnée p_0v_0 croît proportionnellement à la température; il résulte de là que, pour les gaz, la valeur de $\frac{dM}{dt}$, et par suite celle de M, dépend du volume, puisque c, pour une température donnée, en dépend, *même aux pressions inférieures;* ainsi, même dans ces conditions, l'énergie moléculaire n'est point fonction de la température seule, comme on l'admet généralement dans la théorie, ce qui revient au fond, quant à l'hypothèse de mouvements stationnaires très petits relativement aux distances intermoléculaires, à une conclusion analogue à celle que j'ai déjà formulée dans la note que je viens de rappeler.

V. J'ai examiné plus haut les circonstances dans lesquelles on peut présumer que les variations de γ doivent devenir extrêmement faibles; dans ces conditions, on peut établir une relation analogue à celle de Laplace, et applicable à titre de formule approchée dans des limites de pression convenablement choisies.

Des relations :

$$Cdt + hdp = cdt + ldv = 0,$$

on tire :

$$\frac{C}{c} = \frac{h}{l}\left(\frac{dp}{dv}\right) = \frac{dv}{dp}\left(\frac{dp}{dv}\right).$$

Ceci étant, en un point d'une isotherme construite en portant p en abscisse et pv en ordonnée, le coefficient angulaire de la tangente est :

$$\varepsilon = \frac{d\,(pv)}{dp} = p\,\frac{dv}{dp} + v, \qquad \text{d'où:} \qquad \frac{dv}{dp} = \frac{\varepsilon - v}{p}.$$

Substituant cette valeur de $\frac{dv}{dp}$, il vient :

$$\frac{C}{c} = \varepsilon - \frac{v}{p}\,\frac{dp}{dv}, \qquad \text{soit :} \qquad \frac{C}{c}\,\frac{dv}{v - \varepsilon} + \frac{dp}{p} = 0,$$

relation qui ne diffère de l'équation différentielle de la formule de Laplace que par le terme ε qui a évidemment la dimension d'un volume; c'est l'équation différentielle de la détente adiabatique dans le cas général ; elle s'applique à tous les fluides, mais elle ne peut être intégrée que dans des cas particuliers, puisque ε et $\frac{C}{c}$ sont des fonctions inconnues des variables ; or, dans le cas qui nous occupe, ces fonctions étant sensiblement constantes, on pourra, en considérant seulement leurs valeurs moyennes, intégrer, ce qui donne la relation :

$$p\,(v - \varepsilon)^{\frac{C}{c}} = C^{te}.$$

Sous de faibles pressions, pour les gaz voisins de l'état parfait comme l'hydrogène, ε peut être négligé devant v, et on retrouve la formule ordinaire de Laplace ; mais pour les fluides comprimés ε joue un rôle d'autant plus considérable que la densité est plus grande :

pour l'hydrogène, par exemple, il devient égal à la moitié du volume vers 2.000 atmosphères.

Remarque relative au coefficient ε. — Le coefficient ε dont je viens de faire usage pourrait souvent être introduit avec avantage dans les formules de la thermodynamique; je donne comme exemples très simples, outre le cas qui précède, les deux suivants :

1° Si dans l'expression du coefficient de compressibilité, on remplace $\frac{dv}{dp}$ par sa valeur $\frac{\varepsilon - v}{p}$ trouvée ci-dessus, on obtient :

$$\mu = -\frac{1}{v}\frac{dv}{dp} = -\frac{1}{v}\frac{\varepsilon - v}{p}, \qquad \text{soit :} \qquad \mu = \frac{1}{p}\left(1 - \frac{\varepsilon}{v}\right),$$

relation qui permet de voir facilement le sens des variations de μ.

Pour les liquides, comme ε varie très lentement, elle peut servir à calculer dans des limites assez étendues de pression, et avec la seule valeur moyenne de ε, le coefficient de compressibilité pour une pression et un volume donnés. Elle montre en même temps que puisque ε varie bien moins rapidement que v, le coefficient μ diminue toujours quand la pression croît, contrairement à ce qui a été énoncé plusieurs fois.

2° La valeur du coefficient de dilatation sous pression constante α peut s'écrire :

$$\alpha = \frac{1}{v}\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{v}\frac{dv}{dp}\frac{dp}{dt}.$$

Soit, en y substituant comme ci-dessus la valeur de $\frac{dv}{dp}$,

$$\alpha = -\frac{1}{v}\frac{\varepsilon - v}{p}\frac{dp}{dt} = \frac{1}{p}\frac{dp}{dt}\frac{v - \varepsilon}{v}, \qquad \text{soit :} \qquad \frac{\alpha}{\beta} = 1 - \frac{\varepsilon}{v}.$$

en désignant par β le coefficient sous volume constant $\frac{1}{p}\frac{dp}{dt}$.

Cette relation montre, avec une simplicité extrême, comment varie le rapport de deux coefficients de dilatation suivant le signe du coefficient angulaire, c'est-à-dire suivant qu'on est à droite ou à gauche de l'ordonnée minima, autrement dit, suivant que le fluide se comprime plus ou moins que s'il suivait la loi de Mariotte.

SÉANCE DU 7 FÉVRIER 1896.

PRÉSIDENCE DE M. BOUTY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la séance du 17 janvier est lu et adopté.

Sont élus membres de la Société :

MM. CHAIR, Professeur au Lycée d'Auxerre;
LEVENS, Villa le Cottage, à Saint-Jean-sur-Mer (Alpes-Maritimes);
ROTHSCHILD (Baron Edmond DE), à Paris;
SALLES (Adolphe), 1, rue Rabelais, à Paris;
SMOLUCHOWSKI DE SMOLAN (Chevalier de);
VAUGEOIS (Jean-Georges), Ingénieur-Électricien de l'usine des accumulateurs Bloc, à Billancourt (Seine).

M. BECQUEREL, élu Vice-Président; M. JANET, élu Vice-Secrétaire; MM. BERTIN, A. COMBES, DVOŘÁK, JOUBIN, MANEUVRIER, MATHIAS, OUMOFF, DE LA TOUANNE, élus membres du Conseil, adressent leurs remerciements à la Société.

M. le PRÉSIDENT annonce à la Société les pertes regrettables qu'elle vient de faire dans les personnes de M. *Massieu*, professeur honoraire de la Faculté des Sciences de Rennes, Inspecteur général des Mines, membre du Conseil de la Société, et de M. *Hugueny*, professeur honoraire de la Faculté des Sciences de Marseille.

« *M. Massieu*, inspecteur général des Mines, ancien professeur à la Faculté des Sciences de Rennes, était surtout connu des physiciens par l'invention des *fonctions caractéristiques*, dont l'introduction en thermodynamique est si étroitement liée aux progrès les plus récents et les plus considérables de cette science.

« Depuis qu'il habitait Paris, M. Massieu s'était vivement intéressé à notre Société. Il était très assidu à nos séances; il prenait volontiers une part active à nos discussions, qu'il éclairait de remarques très fines. La Société de Physique, qui avait élu M. Massieu membre de son Conseil, ressentira vivement sa perte. »

« La Société de Physique a aussi perdu l'un de ses plus anciens membres, M. *Hugueny* (Frédéric-Léopold), mort à Strasbourg, à l'âge de quatre-vingts ans et quatre mois. Professeur au Lycée de Strasbourg au moment de la guerre, il refusa de rester au service de l'Allemagne, et rentra en France. Appelé à la chaire de Physique de la Faculté des Sciences de Marseille, il fut chargé, en outre, pendant quelque temps, comme premier adjoint, de l'administration de la ville.

« Il vint prendre sa retraite à Strasbourg, où, entouré de ses livres et de ses tableaux, il suivait avec soin les travaux de la Société de Physique. Il

avait gardé la plénitude de sa mémoire et de ses facultés. Une courte maladie l'a enlevé en quelques jours.

« On cite de lui sa thèse sur la *dureté des corps*, et une enquête très soignée sur *un cas de foudre globulaire.* »

M. le Président donne lecture d'une lettre adressée par M. William Grosseteste, président des sections 3 et 4 (Navigation, Génie civil et militaire) du Congrès de Carthage, organisé par l'Association française pour l'avancement des sciences, et qui doit se réunir à Tunis (1-4 avril).

M. W. Grosseteste invite les membres de la Société à prendre part aux travaux desdites sections. Le Président attire l'attention de la Société sur la question de la *Traction mécanique des Tramways*, mise à l'ordre du jour et qui intéresse particulièrement les électriciens.

M. le Président communique à la Société une lettre de M. *Pfaundler*, professeur à l'Université de Gratz, et une épreuve photographique, obtenue en quinze minutes, d'après la méthode de M. Röntgen. La photographie représente la main d'une jeune fille ; elle y montre une aiguille que le chirurgien n'avait pu découvrir.

Une nouvelle théorie de la transformation de l'état des corps, par M. Moulin. — Soit v le volume de l'unité de poids d'une substance sous pression p, à température T ; mv, le volume moléculaire. La molécule n'occupant pas tout l'espace, si s est son diamètre, et $m\alpha$ l'intervalle entre les molécules, on aura :

$$(1) \qquad s = mv^{\frac{1}{3}}\left(1 - \frac{\alpha}{v^{\frac{1}{3}}}\right) = mv^{\frac{1}{3}}.\omega.$$

M. Moulin admet entre les molécules une répulsion inversement proportionnelle à leur distance, une attraction inversement proportionnelle au carré de cette distance ; il y ajoute une tension de la molécule elle-même, comparable à celle des gaz, par conséquent en raison inverse du volume de cette molécule ; il a donc une action :

$$(2) \qquad y = \frac{a}{s} - \frac{b}{s^2} + \frac{c}{s^3}$$

avec :

$$\frac{a}{s} = \frac{a_1}{mv^{\frac{1}{3}}} = \frac{a_1\omega}{s} \qquad\qquad b = \frac{\varphi m^2}{mv^{\frac{1}{3}}} = \frac{\varphi m^2.\omega^2}{2}$$

Il fait $a = \mathrm{RT}$, $c = \mathrm{R'T}$, et, comme la pression extérieure p exercée sur la surface moléculaire mv^2 doit être équilibrée par cette force, il obtient :

$$(3) \qquad pmv^{\frac{2}{3}} = y = \frac{a}{s} - \frac{b}{s^2} + \frac{c}{s^3}.$$

De (1), (2), (3) on tire :

$$pmv\left(1 - \frac{\alpha}{v^{\frac{1}{3}}}\right) = \mathrm{RT} - \frac{b}{s} + \frac{s^3}{c}$$

qui pour s très grand donne les lois de Mariotte, Gay-Lussac, Avogadro au même titre que l'équation de Van der Waals :

$$pmv\left(1 - \frac{\alpha}{v}\right)$$

sauf à montrer, comme nous le ferons ultérieurement, que $\frac{\alpha}{v^{\frac{1}{3}}}$ et $\frac{\alpha}{v}$ sont comparables aux températures et pressions élevées.

La courbe (2) a tous les caractères d'une courbe isothermique. Le point critique s'obtiendra en annulant les dérivées première et seconde. On obtient alors les conditions suivantes :

(5) $$s_c = \frac{b_c}{a_c} = \frac{3C_c}{b}, \qquad = \frac{C_c}{s_c^3}, \qquad b_c^2 = 3a_c c_c.$$

En divisant par y_c les deux membres de l'équation (2) et remplaçant convenablement y_c dans le second membre, d'après les conditions précédentes on a :

$$\frac{y}{y_c} = \frac{3a}{a_c} \cdot \frac{s_c}{s} - \frac{3b}{b_c}\frac{s_c^2}{s^2} + \frac{c_c}{C_c}\frac{s_c^3}{s^3}$$

représentant avec (3) la loi des états correspondants.

De (5) on tire :

$$y_c s_c, \qquad \text{ou :} \qquad p_c m v_c \omega = \frac{\mathrm{RT}_c}{3}.$$

Les calculs de $\frac{p_c m v_c}{\mathrm{T}_c}$ pour de nombreuses substances donnent une valeur proche de $\frac{\mathrm{R}}{3}$.

L'ébullition a lieu quand la répulsion des molécules devient supérieure à l'attraction :

$$s_p = \frac{b}{a}, \qquad y_p = \frac{Ca^3}{b^3},$$

et le volume de la molécule gazeuse correspond à l'abscisse s de u :

$$s = \frac{b}{2a}\left(\frac{b^2}{ac} - 1\right)\left(1 + \sqrt{1 - \frac{4}{\left(\frac{b^2}{ac} - 1\right)^2}}\right)$$

D'ailleurs, on a :

$$\frac{\frac{b^2}{ac}}{\frac{b_c^2}{a_c c_c}} = \frac{\omega^4}{\omega_c^4} \cdot \frac{T_c^2}{T^2}$$

et comme $b^2_c = 3a_t c_c$ par (5) :

$$\frac{b^2}{ac} = \frac{3T^2_c}{T^2}, \quad \text{que je pose :} \quad = F + 1.$$

Donc :

(5) $$s = \frac{b}{2RT}\left(F + \sqrt{F^2-4}\right) = mv^{-\frac{1}{3}}.\omega.$$

(6) $$ys \quad \text{ou} \quad pmv.\,\omega = \frac{RT}{2}\,\frac{F + \sqrt{F^2 - 4}}{F + 1}.$$

Les calculs faits sur sept corps sur une échelle de 120°, et même 200° pour la vapeur d'eau, montrent que (6) donne ω très peu variable et avec (5) qu'on a sensiblement :

$$\omega\,\frac{F + \sqrt{F^2 - 4}}{v^{\frac{1}{3}}T} = \text{Const.}$$

Conclusion : Quelle que soit la loi que suit ω sur une très grande échelle de température, il suffira d'une valeur moyenne de ω pour déterminer les éléments p, v, quand T est donnée pour une substance quelconque, et la théorie paraît s'appliquer bien aux expériences.

M. Jean Perrin expose devant la Société ce que l'on connaît actuellement des rayons de Röntgen. Résumant le mémoire du professeur de Würtzburg, il rappelle d'abord le phénomène qui constitue la découverte et donne quelques détails sur la façon dont on arrive pratiquement à observer la fluorescence ou à impressionner une plaque sensible, au voisinage d'un tube de Crookes enveloppé de papier noir. En particulier, il s'étend sur le procédé employé par M. Joubin (de Besançon.) Puis, il étudie les rayons de Röntgen au point de vue de leurs propriétés physiques, et, comme le mémoire original ne donne pas encore en détail la manière dont furent conduites les expériences de M. Röntgen, il indique la façon dont elles ont été faites à l'École Normale.

La propagation rectiligne a d'abord été soigneusement vérifiée, en sorte qu'on a pu définir par deux fentes parallèles un rayon bien défini sur lequel on a toujours opéré. En faisant tomber ce rayon sur un miroir d'acier, substance métallique, ou de flint, substance vitreuse, on n'a pas constaté de réflexion. En recevant la moitié inférieure de ce rayon sur un prisme de cire ou de paraffine on n'a pu constater aucun déplacement de cette moitié relativement à la moitié supérieure.

Enfin, pour voir si le phénomène est périodique, on a monté une expérience permettant d'obtenir, en lumière ordinaire, des franges de diffraction. On n'a observé aucune frange avec les rayons de Röntgen, et les bords de la silhouette obtenue ont été bien nets. Si donc la longueur d'onde existe, elle est plus courte que celle du violet.

Cette expérience montre, de plus, avec précision que la propagation rectiligne est plus pure qu'elle ne l'est pour la lumière.

M. Jean Perrin présente ensuite à la Société quelques clichés obtenus avec la collaboration de ses camarades d'École et destinés à rappeler que l'on pourra, par le rayon Röntgen, explorer les tissus organiques, indépendamment même du tissu osseux.

Ces clichés sont projetés par M. Molteni, et M. le Président lui adresse des remerciements pour son gracieux concours.

M. Violle a montré, la semaine dernière, aux auditeurs du Conservatoire des Arts et Métiers, des photographies à travers corps opaques obtenues dans son laboratoire avec un appareil Tesla et, ce qui est commode, une lampe à incandescence illuminée par induction au moyen de deux lames d'étain collées sur le verre.

M. Raveau pense qu'il est prématuré de conclure, de l'absence de réflexion et de réfraction sensibles, à l'impossibilité de rapprocher les rayons X des radiations ultra-violettes. Les formules de dispersion, telles qu'elles résultent des théories de Helmholtz, Ketteler, Drude, donnent, pour l'indice des radiations de période extrêmement courte, des valeurs qui tendent vers l'unité en croissant. Les rayons X pourraient alors être simplement des vibrations transversales très rapides, ce qui n'est pas en contradiction avec les expériences d'interférence et de diffraction, et ce qui rendrait compte de toutes les propriétés qu'on leur connaît. La théorie suppose l'existence, pour tous les corps transparents, d'une bande d'absorption énergique dans l'ultra-violet, au-delà de laquelle l'indice est d'abord petit. L'existence de cette bande d'absorption est démontrée pour plusieurs corps, en particulier pour l'air atmosphérique ; pour l'argent, dont la transparence va en croissant à mesure qu'on s'éloigne du violet et dont l'indice a des valeurs très faibles, 0,25 environ, la bande d'absorption serait dans le spectre visible.

M. P. Chappuis donne lecture d'une note de M. Henri Dufour (de Lausanne). Voici résumés les résultats saillants de cette note :

Comme M. Joubin, M. Dufour constate la supériorité du dispositif Tesla pour exciter la fluorescence et les rayons Röntgen. Une main d'adulte montre l'ossature en quinze minutes.

L'intensité des rayons Röntgen est liée à la fluorescence du verre employé pour le tube de Crookes. Cette fluorescence doit être vert clair.

L'auteur insiste sur l'analogie des rayons Röntgen avec les ultra-violets, notamment en ce qui touche leur action sur les corps électrisés. Cette

action fournit une méthode avantageuse pour mesurer l'intensité de la radiation et l'effet absorbant des corps interposés. Il cite quelques chiffres.

M. HURMUZESCU dit qu'en collaboration avec M. BENOIST il a trouvé des résultats semblables à ceux de M. Dufour. Une communication sera faite à la Société quand leurs travaux seront avancés. Cependant MM. Hurmuzescu et Benoist peuvent dès maintenant annoncer qu'ils ont vérifié la loi de la raison inverse du carré des distances.

M. BROCA pense qu'il n'y a aucune différence essentielle entre les rayons observés par M. Lénard et ceux de M. Röntgen. M. Lénard, a observé, dans chaque expérience, le degré du vide et la distance explosive d'un excitateur à boules relié aux électrodes du tube étudié. Il a poursuivi ainsi les variations des phénomènes. L'ensemble des faits observés ne diffère pas essentiellement de ceux de M. Röntgen.

Quant aux conditions de production des rayons, ceux de M. Lénard sortent du tube par une fenêtre d'aluminium, tandis que ceux de M. Röntgen traversent le verre du tube lui-même. Mais M. Röntgen a observé aussi à travers une fenêtre d'aluminium, et M. Lénard à travers une paroi de verre soufflé. Ainsi, il n'y a plus de différence qu'entre les épaisseurs des parois traversées par les rayons. M. Broca l'attribue soit à la différence d'énergie de l'excitation, soit peut-être à une différence dans la longueur d'onde entre les rayons des deux observateurs.

M. DE CHARDONNET rappelle qu'il a montré, il y a quinze ans, à la Société de Physique, des photographies obtenues au moyen des rayons ultra-violets qui ont traversé une lame d'argent.

M. VIOLLE, après une étude rapide des différents étalons de lumière employés jusqu'à ce jour, rappelle que, dans une précédente séance de la Société (21 juin 1895), il a indiqué la flamme de l'acétylène comme convenant très bien à la fabrication d'un étalon pratique, puisque, si l'on brûle l'acétylène sous une pression un peu forte et dans un bec qui l'étale en une large lame mince, on obtient une flamme parfaitement fixe, très éclairante, d'une blancheur remarquable et d'un éclat sensiblement uniforme sur une assez grande surface. En plaçant devant la flamme un écran percé d'une ouverture de grandeur déterminée (que l'on peut d'ailleurs faire varier suivant les besoins), on réalise une source convenant très bien pour les mesures photométriques usuelles. Suivant ces principes, il a fait construire par M. Carpentier une lampe étalon d'un emploi facile. L'acétylène arrive par un petit orifice conique, entraîne avec lui l'air nécessaire ; puis, il pénètre par un trou étroit dans un tube où se fait le mélange et qui se termine par un bec en stéatite semblable à ceux du gaz d'éclairage. On peut employer soit la flamme entière, soit mieux une portion seulement. Dans le modèle présenté, la flamme est enfermée dans un porte-boîte dont l'une des faces porte un diaphragme à iris permettant de prendre immédiatement sur la lampe en régime normal le nombre de

bougies dont on a besoin, tandis que l'autre face peut recevoir des ouvertures calibrées d'avance permettant d'utiliser différents régimes.

M. Le Chatelier fait remarquer que le mélange d'air à l'acétylène au moyen d'un dispositif analogue à celui du brûleur Bunsen, dont il a recommandé, dans une séance antérieure de la Société d'Encouragement, l'emploi pour l'éclairage, semble moins convenir pour un étalon photométrique. De très légères variations dans les proportions relatives des deux gaz suffisent pour modifier considérablement la nuance de la flamme, sinon son éclat moyen.

Par la même occasion, M. Le Châtelier signale l'inexactitude des mesures faites en Angleterre sur la température de la flamme de l'acétylène. Ces mesures sont doublement fautives : en premier lieu, la température de la soudure thermoélectrique n'est pas celle de la flamme dans laquelle elle est plongée, mais est intermédiaire entre la température de la flamme et celle du milieu ambiant vers lequel elle rayonne ; en second lieu, il ne suffit pas de chauffer la soudure, il faut chauffer aussi les fils sur une certaine longueur pour éviter qu'ils ne refroidissent, par conductibilité, la soudure.

M. Violle répond qu'il s'est préoccupé de la difficulté indiquée par M. Le Châtelier, et que les dispositions nécessaires pour y parer ont été prises : orifice de sortie de l'acétylène rigoureusement ajusté ; ouvertures d'arrivée de l'air convenablement ménagées ; pression constante ; bec soigneusement réglé.

Quelques propriétés des rayons de Röntgen,

Par M. J. Perrin.

Après avoir répété l'expérience fondamentale du professeur Röntgen et classé par ordre de transparence les substances que je pensais pouvoir employer, je me suis attaché plus spécialement à l'étude des conditions de propagation des nouveaux rayons.

1. Je plaçai devant le tube deux diaphragmes circulaires en laiton (lequel est opaque) distants de quelques centimètres ; sur une plaque sensible placée un peu plus loin, j'obtins une tache bien définie, avec ombre et pénombre, et les dimensions de cette tache sont conformes à l'hypothèse d'une propagation rectiligne.

Il est donc possible d'isoler des pinceaux définis, dont on étudiera les propriétés.

2. J'ai tenté de faire réfléchir un pinceau de rayons de Röntgen, défini par deux fentes de $0^{mm},5$ distantes de 4^{cm}. Ce pinceau tombait à 45° sur un miroir d'acier poli, d'où, après réflexion, il aurait pu tomber sur un châssis-charge. Après une heure de pose, on n'obtint absolument aucune impression.

L'expérience ainsi tentée avec un miroir métallique fut reprise avec une plaque de flint comme miroir. La pose fut portée à sept heures : on n'obtint absolument rien.

3. Je cherchai de même à les réfracter. Pour cela, dans la moitié inférieure du pinceau défini par le système de fente, j'interposai d'abord un prisme de paraffine de 20°, puis un prisme de cire de 90°. Les deux parties du pinceau devraient donner des images distinctes, s'il y avait réfraction ; en fait, ces deux images se prolongent exactement, et l'on peut affirmer que, si la déviation existe, elle est inférieure à 1°.

4. Je tentai de former des franges de diffraction.

La partie active du tube fut placée devant une fente très étroite ; à 5^{cm} plus loin fut placée une fente de 1^{mm}, enfin à 10^{cm} plus loin, le châssis chargé et fermé. La pose dura neuf heures ; j'obtins une image à bords très nets, sur laquelle on ne voit aucune frange.

Je mis exactement à la place de la plaque précédente une deuxième plaque sensible, et j'opérai cette fois à châssis ouvert, de manière à recevoir la lumière verte issue du tube ; en quelques minutes, cette lumière donna une silhouette exactement superposable à la précédente, mais sur laquelle se voient des franges.

Si donc le phénomène est périodique, la période est très inférieure à celle de la lumière verte employée.

Il est bon d'observer que cette expérience, faite très rigoureusement, prouve la propagation rectiligne de rayons de Röntgen. Autour de cette propriété, qu'ils possèdent plus rigoureusement que la lumière, se groupent celles que j'ai signalées dans cette note.

Les rayons X et les rayons ultra violets ;

PAR M. RAVEAU.

M. Röntgen énumère quatre caractères qui différencient les rayons X des rayons ultra-violets et infra-rouges que nous connaissons. Le troisième, c'est-à-dire l'impossibilité de polariser les rayons X, semble être une conséquence immédiate des deux premiers, puisque nous ne savons guère produire la polarisation que par réflexion et par réfraction ; les deux premiers (joints au troisième qui n'en est pas distinct) peuvent se résumer en un seul énoncé : *L'indice de tous les corps pour les rayons X est très voisin de l'unité.*

Il est vrai que nous ne connaissons pas, jusqu'ici, de rayons ultra-violets ou infra-rouges jouissant de cette propriété ; mais il ne sera peut-être pas inutile de rappeler que les formules déduites de plusieurs théories de la dispersion donnent, pour la limite de l'indice, lorsque la période décroît indéfiniment, la valeur 1. Il en est ainsi de la théorie mécanique et de la théorie électromagnétique donnée par Helmholtz (1), et de celles de MM. Ketteler (2) et Drude (3), qui conduisent exactement aux mêmes résultats. Tous les corps transparents, pour lesquels l'indice varie en sens inverse de la période, présenteraient dans l'ultra-violet une bande d'absorption énergique au-delà de laquelle l'indice, devenu plus petit que 1, tendrait vers l'unité par valeurs croissantes. L'existence de cette absorption a été vérifiée dans plusieurs cas, en particulier pour le verre et l'air atmosphérique ; parmi les corps opaques, on peut remarquer que, pour l'argent en particulier, dont la transparence va croissant à mesure qu'on s'avance dans l'ultra-violet, l'indice est très faible (0,25 environ), ce qui est également d'accord avec la théorie. Il ne semble donc pas impossible que les rayons X soient des rayons ultra-violets de très courte période.

Dans cette hypothèse, il n'y aurait plus, à proprement parler, d'absorption, puisque la période propre des vibrations moléculaires

(1) HELMHOLTZ, *Electromagnetische Theorie der Farbenzerstreung*, Wiedemann's Annalen, t. XLVIII, pp. 389 et 723.

(2) KETTELER, *Dispersions formel*, *ibid.*, XLIX, p. 382. Voir aussi la *Lumière Électrique*, t. XLIX, p. 570.

(3) DRUDE, *Physik des Aethers*, pp. 527-529.

serait notablement plus grande que celle des vibrations de l'éther; c'est en effet ce qu'a constaté M. Röntgen : les corps qui ne laissent pas passer les rayons X agissent surtout en les diffusant, comme des milieux troubles. Nous sommes ici en présence d'un phénomène nouveau, mais il semble être la conséquence naturelle du fait que la longueur d'onde cesse d'être très grande par rapport aux intervalles moléculaires.

Observations sur les rayons Röntgen ;

PAR M. HENRI DUFOUR.

Les expériences faites par M. le professeur Röntgen sur les rayons X, comme il les appelle, ont été répétées par la plupart des physiciens ; je tiens à signaler les quelques faits suivants, observés au cours de mes recherches à ce sujet.

Les rayons Röntgen ont un grand nombre de propriétés physiques des rayons *ultra-violets*, sans qu'on puisse affirmer pour cela qu'ils leur soient identiques à la longueur d'onde près. Leur intensité est intimement liée à celle de la fluorescence du verre du tube de Crookes, lorsque ce verre a une fluorescence vert clair. Les verres à fluorescence bleue ne donnent aucun effet Röntgen. L'intensité de la fluorescence et celle des rayons Röntgen sont beaucoup plus grandes quand la décharge est produite avec le dispositif Tesla (bobine secondaire dans le pétrole et excitation par étincelle et condensateur) qu'avec le Ruhmkorff ordinaire à interrupteur Foucault, et même qu'avec le trembleur rapide de M. Marcel Deprez. Ce dernier donne plus de lumière que l'interrupteur Foucault, mais il échauffe très rapidement les tubes, et la désagrégation ou la fusion des électrodes les met rapidement hors d'usage.

La durée de pose pour photographie peut être réduite de moitié en employant l'appareil Tesla au lieu de la bobine ordinaire. Une main d'adulte montre les os et les articulations en quatre minutes.

L'analogie entre les propriétés des rayons Röntgen et un certain nombre de celles des radiations ultra-violettes conduit naturellement à essayer l'action des rayons X sur les corps électrisés.

Cette action est très intense et donne un moyen de *mesurer* l'inten-

sité des rayons Röntgen. Les principales expériences que j'ai faites sont les suivantes.

Une feuille d'aluminium est collée sur une plaque d'ébonite, le tout, isolé, communique par un fil métallique avec un électroscope de Braun, étalonné jusqu'à 1 500 volts ; on peut mesurer des variations de 20 volts. L'appareil et l'électromètre sont enfermés dans une caisse métallique, qui les protège contre toute action électrique directe. Une fenêtre admet les variations, une autre permet d'observer l'électromètre.

L'aluminium électrisé négativement se décharge rapidement sous l'action de variations Röntgen ; l'or donne les mêmes résultats qualitatifs. Électrisées positivement, les feuilles se déchargent également. Je ne puis encore dire si c'est aussi rapidement. Une plaque d'ébonite, une planche ou une feuille de carton interposées devant la fenêtre qui donne accès aux rayons, ralentissent inégalement la décharge ; la planche de 3 centimètres d'épaisseur produit le plus d'effet.

Pour mesurer l'effet absorbant d'un corps nous avons opéré comme suit :

La lame d'aluminium tournée contre le tube, l'électromètre tombe de 1 500 volts à 500 volts en 26s,5 ; la face ébonite étant tournée contre le tube, cette chute de potentiel a lieu en 50s,5.

Une seconde lame d'ébonite étant placée devant la première, à une petite distance, la durée de chute est de 139 secondes. Cette lame d'ébonite agissant seule, la durée de chute est de 88 secondes ; il en résulte que l'effet de la première lame d'ébonite serait de 139 — 88 = 51 secondes, au lieu de 50s,5 trouvées dans la seconde expérience.

On a constaté directement qu'à l'endroit où était placée la lame d'aluminium, un écran de cyanure de platine et de baryum présente la fluorescence caractéristique de ce corps sous l'action des rayons Röntgen.

Ce procédé électrométrique est plus sensible et d'un maniement plus commode que l'écran fluorescent ; il se prête à des mesures relatives avec une grande facilité.

Sur une nouvelle théorie de la transformation de l'état des corps ;

PAR M. HONORÉ MOULIN.

I. *Point critique.* — *Équation caractéristique.* — Je pose en principe que la matière est unique, mais forme des groupements différents. La science actuelle a pu pénétrer jusqu'à la molécule.

Soit v le volume de l'unité de poids d'une substance dont le poids moléculaire est m, sous la pression p à la température T ; mv sera le volume moléculaire, ou, si l'on compare les substances entre elles, son volume proportionnel.

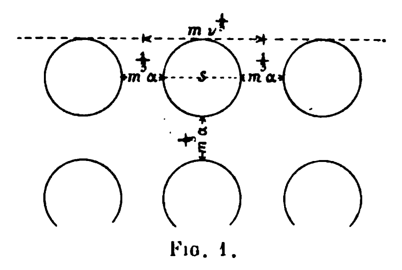


Fig. 1.

Le côté moléculaire (*fig.* 1) sera $\overline{mv}^{\frac{1}{3}}$; la portion de cette longueur réellement occupée par la molécule sera s :

$$(1) \qquad s = \overline{mv}^{\frac{1}{3}} - \overline{m}^{\frac{1}{3}}\alpha = \overline{mv}^{\frac{1}{3}}\omega.$$

$m^{\frac{1}{3}}\alpha$ étant l'espace linéaire compris entre 2 molécules et en posant :

$$\omega = 1 - \frac{\alpha}{v^{\frac{1}{3}}}.$$

Conformément aux idées newtoniennes, j'admets une répulsion et une attraction entre molécules voisines. Par suite de l'équilibre résultant de la position symétrique des autres molécules voisines, la seule molécule de la couche immédiatement inférieure exercera sur la molécule libre supérieure 1° une action répulsive que je supposerai inversement proportionnelle à la distance $\overline{mv}^{\frac{1}{3}}$ ou $\frac{s}{\omega}$ qui les sépare ; soit $\left(\frac{a_1}{s}\cdot\omega\right)$ que nous écrirons simplement $\frac{a}{s}$, et 2° une

attraction proportionnelle au produit des masses et en raison inverse du carré de la distance $\frac{\varphi m^2}{\overline{mv}^{\frac{2}{3}}} = \frac{\varphi m^2.\omega^2}{s^2}$ que nous écrivons $\frac{b}{s^2}$.

Ainsi :

$$a = a_1\omega \qquad\qquad b = \varphi m^2.\omega^2$$

Je suppose encore que la molécule est élastique et capable d'une tension inversement proportionnelle à son volume propre; soit $\frac{c}{s^3}$; cette action s'ajoute aux effets précédents.

Nous avons donc s'exerçant sur la surface moléculaire $\overline{mv}^{\frac{2}{3}}$ une force y égale à :

(2) $$y = \frac{a}{s} - \frac{b}{s^2} + \frac{c}{s^3}.$$

Et si p est la pression extérieure par unité de surface, on aura:

(3) $$p.\overline{mv}^{\frac{2}{3}} = y.$$

Des équations (1), (2), (3). on tire la suivante :

(4) $$pmv\left(1 - \frac{\alpha}{v^{\frac{1}{3}}}\right) = ys = a - \frac{b}{s} + \frac{c}{s^2}.$$

Lois de Mariotte, Gay-Lussac, Avogadro. — La formule (4) quand $v^{\frac{1}{3}}$ est très grand donne les lois de Mariotte, Gay Lussac, Avogadro, à condition que a soit égal à RT et rappelle alors la formule utilisée aux hautes pressions et aux hautes températures $pv\left(1 - \frac{\alpha}{v}\right) = \text{RT}$.

$\omega^3 = \frac{s^3}{mv}$, est le rapport du volume propre de la molécule ou covolume de M. Van der Waals au volume moléculaire; nous ne faisons pas le covolume constant, mais cette valeur de ω, si ω était constant, $a_1 = \frac{\text{RT}}{\omega}$ serait exactement proportionnel à la température absolue, et b serait constant. Nous supposerons que cela est ; nous verrons par les résultats de combien pèche cette supposition.

Quant au coefficient c, puisque le troisième terme exprime une force élastique, comparable à celle des gaz parfaits, il est juste de le faire proportionnel à la température $c = \text{R'T}$.

Courbes isothermiques. — La courbe représentée par l'équation (2) est asymptote aux axes de coordonnées ; elle possède un maximum et un minimum quand T est petit. Ce maximum et ce minimum vont se rapprochant quand T croît, jusqu'à se confondre en un point d'inflexion avec tangente parallèle aux abscisses. Enfin, quand s est très grand, la courbe se rapproche de l'hyperbole équilatère $ys = a$. Elle présente donc tous les caractères de la courbe isothermique. Comme d'ailleurs $v^{\frac{1}{3}}$ est liée à s par une équation du 1er degré, qu'à une valeur de s répond une seule valeur de v, et inversement à une valeur donnée de $v^{\frac{1}{3}}$ une seule valeur de s, on peut dire que la transformée en $v^{\frac{1}{3}}$ jouit des mêmes propriétés que la courbe en s.

Relation au point critique. — Nous aurons le point critique en annulant les dérivées première et seconde du deuxième membre et en y joignant l'équation (2). Toujours en faisant ω constant, il vient :

$$y = \frac{a_c}{s_c} - \frac{b_c}{s_c} + \frac{c_c}{s_c^3} \qquad a_c - \frac{2b_c}{s_c} + \frac{3c_c}{s_c^2} = 0 \qquad a_c - \frac{3b}{s_c} + \frac{6c_c}{s_c^2} = 0$$

De ces relations on tire les suivantes :

$$(5) \qquad b_c^2 = 3a_c c_c \qquad s_c = \frac{b_c}{a_c} = \frac{3c_c}{b_c} \qquad y_c = \frac{c_c}{s_c^3}$$

Divisons par y_c les deux membres de l'équation (2), et remplaçons convenablement y_c par les valeurs précédentes, il viendra :

$$\frac{y}{y_c} = \frac{3a}{a_c}\frac{s_c}{s} - \frac{3b}{b_c}\frac{s_c^2}{s^2} + \frac{c}{c_c}\frac{s_c^3}{s^3}.$$

Cette équation, en tenant compte de la relation (3), représente la loi des états correspondants.

Des équations (5) on tire :

$$y_c s_c = \frac{a_c}{3} = \frac{RT_c}{3}$$

et d'après (2) :

$$p_c m v_c . \omega = \frac{RT_c}{3}.$$

Vérifications. — En prenant pour unité de pression la pression atmosphérique, de volume, le litre, de poids moléculaire, celui de l'hydrogène, T étant la température absolue, on a :

$$R = 40{,}898$$

et, par suite, on devra avoir :

$$(2\omega_c)\, p_c \frac{mv_c}{T_c} = 27{,}266.$$

J'ai calculé $p_c \frac{mv_c}{T_c}$ pour toutes les substances, pour lesquelles l'*Annuaire du Bureau des Longitudes* donne p_c et T_c, en prenant v_c dans le travail de M. E. Mathias, publié dans les *Comptes rendus de la Société de physique* (séance du 4 mai 1892).

Voici les résultats pour un certain nombre de corps de natures assez différentes :

Noms des substances	p_c	m pour (4 vol.)	v_c	T_c	$p_c \frac{m_c v_c}{T_c}$
Azote	35	28	$\frac{1}{0{,}299}$	127	25,808
Oxygène	50	32	$\frac{1}{0{,}405}$	155	25,488
Acide carbonique	77	44	$\frac{1}{0{,}460}$	304,9	24,156
Sulfure de carbone	77	76	$\frac{1}{0{,}430}$	550	25,788
Protoxyde d'azote	75	44	$\frac{1}{0{,}410}$	308,4	26,098
Acide sulfureux	78,9	64	$\frac{1}{0{,}520}$	428,4	22,668
Alcool ordinaire	67,07	46	$\frac{1}{0{,}2775}$	508,47	21,769
Benzine	49,5	78	$\frac{1}{0{,}3038}$	553,6	22,968
Éther ordinaire	36,9	74	$\frac{1}{0{,}260}$	463	22,683
Chlorure de méthyle	73	50,5	$\frac{1}{0{,}354}$	416,5	25,124
Chloroforme	54,9	119,5	$\frac{1}{0{,}507}$	533	24,277
Tétrachl. de carbone	57,57	154	1,8	555,51	28,644
Chlor. d'éthyle	54	64,5	$\frac{1}{0{,}326}$	455,5	25,179
Chlor. de propyle	49	78,5	$\frac{1}{0{,}316}$	494	24,641
Acétate de méthyle	57,6	74	$\frac{1}{0{,}326}$	502,8	26,004
Acétate de propyle	34,8	102	$\frac{1}{0{,}299}$	494,3	24,017
Valérianate d'éthyle	31,5	130	$\frac{1}{0{,}295}$	566,7	24,495

$\omega = 1 - \frac{\alpha}{\frac{1}{v^3}}$ est nécessairement par sa nature < 1 et > 0. Le produit trouvé est pour tous ces corps sauf le chlorure de carbone, inférieur à 27,266 ; il est possible que la pression ou la température critiques données pour le chlorure de carbone doivent être un peu modifiées.

Avant de chercher la loi que suit ω, j'aurais voulu opérer avec une échelle absolue des températures, celle de M. W. Thomson, par exemple ; je n'ai pu m'en procurer

II. **État gazeux.** — *Formule donnant pv.* — On admettait autrefois qu'on avait l'ébullition quand l'attraction des molécules était vaincue par leur répulsion. En reprenant cette idée, nous aurons (*fig.* 2) pour point spécifiant cet état du corps le point P, de la courbe

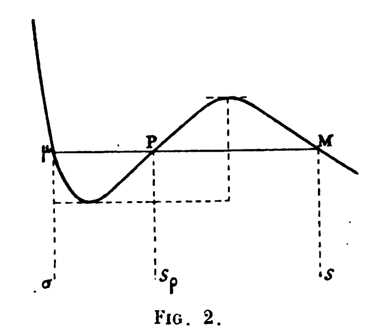


Fig. 2.

correspondant à la température T considérée, déterminé par les cordonnées suivantes :

$$s_p = \frac{b}{a} \qquad\qquad y_p = \frac{ca^3}{b^3}.$$

Ce point est remarquable en ce sens que son abscisse est à la fois moyenne arithmétique entre les maximum et le minimum et moyenne géométrique entre les abscisses des deux points μ et M situés sur la même ordonnée.

Ces deux abscisses de μ et M sont les deux racines de l'équation obtenue en supprimant la racine $\left(s - \frac{b}{a}\right)$, dans l'équation de la courbe, ou y a été remplacée par $\frac{ca^3}{b^3}$

$$\left(\frac{ca^3}{b^3} s^3 - as^2 + bs - c\right) : \left(s - \frac{b}{a}\right) = 0.$$

On obtiendrait de même les abscisses des trois points, dont l'un a pour abscisse $\left(s - \frac{b}{a}\text{K}\right)$, par l'équation :

$$\left[\left(\frac{a^3c}{b^3\text{K}^3} + \frac{a^2}{b} \cdot \frac{\text{K}-1}{\text{K}}\right)s^2 - as^2 + bs - c\right] : \left(s - \frac{b}{a}\text{K}\right) = 0$$

On trouve donc ainsi pour les abscisses σ et s de μ et M :

$$s \text{ ou } \sigma = \frac{b}{2a}\left(\frac{b^2}{ac} - 1\right)\left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4}{\left(\frac{b^2}{ac} - 1\right)^2}}\right)$$

je pose

$$\frac{b^2}{ac} - 1 = \text{F}.$$

On a d'ailleurs :

$$\frac{\frac{b^2}{ac}}{\frac{b_c^2}{a_c c_c}} = \frac{\omega^4}{\omega_c^4}\,\frac{\text{T}_c^2}{\text{T}^2}.$$

Une des conditions critiques nous a donné $\frac{b_c^2}{a_c c_c} = 3$. Donc en supposant encore ω constant

$$\text{F} + 1 = \frac{3\text{T}_c^2}{\text{T}^2}.$$

Ainsi on écrira :

$$(5) \qquad s = \frac{b}{2a}\left(\text{F} + \sqrt{\text{F}^2 - 4}\right) \qquad \sigma = \frac{b}{2a}\left(\text{F} - \sqrt{\text{F}^2 - 4}\right)$$

Je dis que s correspond au diamètre de la molécule gazeuse. Avant de calculer directement $s = \overline{mv}^{\frac{1}{3}}.\omega$ et afin d'introduire le moins possible la valeur approchée ω dans les calculs, au lieu de prendre directement y, nous calculons ys, que nous savons égal à $pmv.\omega$; il viendra :

$$(6) \qquad pmv.\omega = \frac{\text{RT}}{2}\,\frac{\text{F} + \sqrt{\text{F}^2 - 4}}{\text{F} + 1}.$$

Au moyen des valeurs de p et v données par l'expérience, nous allons vérifier ce qu'a de vrai l'hypothèse de ω constant, en calculant cette quantité d'après la relation (6).

Voici les résultats des calculs sur les sept corps dont M. Zeuner

donne, dans sa *Théorie mécanique de la chaleur*, les éléments p et v (m correspond à 2 vol.) :

Ether — $\left(\frac{R}{2m} = \frac{40.898}{74} = 0{,}5528\right)$

T	F	p	v	ω
273	7,63	$\frac{1}{4{,}12}$	1.273,3	0,84
283	7,03	$\frac{1}{2{,}65}$	840,6	0,84
293	6,47	$\frac{1}{1{,}75}$	571,9	0,84
303	6,00	$\frac{1}{1{,}19}$	399,8	0,83
313	5,53	1,19	286,8	0,83
323	5,16	1,66	210,2	0,82
333	4,81	2,26	157,4	0,82
343	4,46	3,03	119,9	0,81
353	4,17	3,95	92,9	0,81
363	3,88	5,12	72,8	0,81
373	3,62	6,51	57,6	0,79
383	3,38	8,17	45,7	0,79
393	3,16	10,15	36,3	0,81

Alcool — $\left(\frac{R}{2m} = \frac{40{,}898}{46} = 0{,}88900\right)$

T	F	p	v	ω
273	9,41	$\frac{1}{59{,}84}$	32.085,7	0,81
283	8,68	$\frac{1}{31{,}36}$	17.329,4	0,81
293	8,03	$\frac{1}{17{,}09}$	9.788,9	0,79
303	7,45	$\frac{1}{9{,}67}$	5.731,6	0,79
313	6,92	$\frac{1}{5{,}68}$	3.452,6	0,78
323	6,43	$\frac{1}{3{,}45}$	2.134,5	0,78
333	5,99	$\frac{1}{2{,}17}$	1.354,1	0,79
343	5,59	$\frac{1}{1{,}40}$	882,2	0,80
353	5,22	1,07	589,9	0,74
363	4,89	1,56	405,8	0,75
373	4,57	2,23	286,3	0,75
383	4,29	3,115	207,5	0,75
393	4,02	4,247	153,8	0,74

Acétone — $\left(\frac{R}{2m} = \frac{40{,}898}{58} = 0{,}70514\right)$

T	F	p	v	ω
273	9,30	$\frac{1}{1{,}2}$	4.258,8	0,97
283	8,58	$\frac{1}{6{,}88}$	2.676,0	0,91
293	7,94	$\frac{1}{4{,}22}$	1.751,7	0,87
303	7,36	$\frac{1}{2{,}71}$	1.183,0	0,85
313	6,83	$\frac{1}{1{,}81}$	819,6	0,83
323	6,36	$\frac{1}{1{,}25}$	580,8	0,81
333	5,92	1,13	419,9	0,82
343	5,52	1,56	309,4	0,82
353	5,16	2,12	231,9	0,82
363	4,82	2,81	176,7	0,82

Chloroforme $\left(\frac{R}{2m} = \frac{40.898}{119{,}5} = 0{,}34146\right)$

T	F	p	v	ω
273	3,81	$\frac{1}{12{,}74}$	2.366,4	0,91
283	3,55	$\frac{1}{7{,}56}$	1.469,8	0,88
293	3,31	$\frac{1}{4{,}73}$	956,5	0,88
303	3,09	$\frac{1}{3{,}07}$	641,3	0,86
313	2,90	$\frac{1}{2{,}058}$	443,2	0,87
323	2,72	$\frac{1}{1{,}42}$	314,3	0,86
333	2,56	$\frac{1}{1{,}006}$	228,2	0,85
343	2,41	1,37	169,3	0,85
353	2,28	1,85	128,1	0,84
363	2,15	2,454	98,7	0,84

T	F	p	a	ω
373	4,52	3,678	136,7	*0,82*
383	4,22	4,72	107,3	*0,81*
393	3,97	5,98	85,3	*0,81*
403	3,72	7,48	68,7	*0,80*
413	3,50	9,22	55,9	*0,79*

T	F	p	v	ω
373	2,04	3,19	77,4	*0,83*
383	1,94	4,093	61,6	*0,82*
393	1,84	5,165	49,8	*0,81*
403	1,75	6,427	40,8	*0,80*
413	1,66	7,894	33,9	*0,79*
423	1,59	9,579	28,5	*0,77*
433	1,51	11,49	24,2	*0,76*

Chlorure de carbone $\left(\frac{40.898}{154} = 0{,}26557\right)$

T	F	p	v	ω
273	13,42	$\frac{1}{23}$	3.258,7	*0,95*
283	10,56	$\frac{1}{13{,}57}$	1.997,5	*0,92*
293	9,78	$\frac{1}{8{,}38}$	1.278,1	*0,92*
303	9,08	$\frac{1}{5{,}34}$	847,6	*0,91*
313	8,45	$\frac{1}{3{,}627}$	580,8	*0,91*
323	7,87	$\frac{1}{2{,}417}$	409,3	*0,88*
333	7,35	$\frac{1}{1{,}700}$	295,8	*0,88*
343	6,87	$\frac{1}{1{,}22}$	218,4	*0,86*
353	6,43	$\frac{1}{1{,}109}$	164,4	*0,89*
363	6,02	1,476	125,8	*0,88*
373	5,65	1,93	97,6	*0,87*
383	5,31	2,48	76,7	*0,87*
393	4,98	3,148	60,9	*0,87*
403	4,71	3,94	48,8	*0,88*
413	4,43	4,88	39,4	*0,88*

Sulfure de carbone $\left(\frac{40.898}{76} = 0{,}5381\right)$

T	F	p	v	ω
273	11,18	$\frac{1}{5{,}94}$	1.759,3	*1,135*
283	10,33	$\frac{1}{3{,}88}$	1.172,0	*1,151*
293	9,57	$\frac{1}{2{,}55}$	803,9	*1,122*
303	8,88	$\frac{1}{1{,}74}$	566,2	*1,124*
313	8,26	$\frac{1}{1{,}23}$	408,2	*1,122*
323	7,70	1,127	300,5	*1,124*
333	7,18	1,532	225.5	*1,123*
343	6,71	2,042	172,0	*1,123*
353	6,28	2,674	133,3	*1,125*
363	5,89	3,446	104,8	*1,130*
373	5,52	4,375	83,4	*1,132*
383	5,19	5,47	67,2	*1,137*
393	4,88	6,774	54,7	*1,140*
403	4,59	8,278	45,0	*1,143*

Vapeur d'eau $\frac{R}{m} = \frac{40.898}{18} = 2{,}2721$

T	F	p	v	ω
273	15,56	$\frac{1}{16{,}5}$	210.661	*0,91*
278	15,05	$\frac{1}{11{,}6}$	150.231	*0,91*
283	14,46	$\frac{1}{8{,}29}$	108.511	*0,92*
288	13,95	$\frac{1}{5{,}98}$	79.347	*0,89*

T	F	p	v	ω
298	12,97	$\frac{1}{3{,}227}$	43.964	*0,92*
303	12,51	$\frac{1}{2{,}409}$	33.267	*0,92*
308	12,07	$\frac{1}{1{,}817}$	25.437	*0,92*
313	11,66	$\frac{1}{1{,}364}$	19.645	*0,92*

T	F	p	v	ω	T	F	p	v	ω
293	13,45	$\frac{1}{4,336}$	58.721	*0,91*	318	11,27	$\frac{1}{1,064}$	15.316	*0,91*
323	10,89	0,191	12.050	*0,91*	398	6,83	2,294	756,5	*0,89*
328	10,53	0,1545	9.562,3	*0,92*	403	6,64	2,671	655,8	*0,89*
333	10,18	0,1957	7.764,1	*0,91*	408	6,45	3,097	570,8	*0,88*
338	9,86	0,238	6.172,1	irrég.	413	6,27	3,575	498,7	*0,89*
343	9,54	0,3066	5.014,9	*0,91*	418	6,10	4,112	437,3	*0,88*
348	9,24	0,3800	4.103,4	0,90	423	5,93	4,712	384,9	*0,88*
353	8,95	0,4666	3.379,9	*0,91*	428	5,77	5,379	339,8	*0,88*
358	8,68	0,5697	2.801,3	*0,90*	433	5,61	6,120	301,1	*0,88*
363	8,41	0,6913	2.335,4	*0,90*	438	5,46	6,940	267,5	*0,88*
368	8,16	0,8338	1.957,6	*0,90*	443	5,32	7,485	238,5	irrég.
373	7,91	000	1.650,6	*0,90*	448	5,18	8,838	213,2	*0,87*
378	7,68	1,192	1.398,6	*0,89*	453	5,04	9,929	191,1	*0,87*
383	7,45	1,414	1.191,3	*0,90*	458	4,91	11,121	171,8	*0,87*
388	7,24	1,670	1.019,4	*0,89*	463	4,78	12,420	154,8	*0,86*
393	7,03	1,962	876,2	*0,90*	468	4,66	13,841	139,9	
					473	4,54	15,380	126,7	

Avec le sulfure de carbone nous trouvons $\omega > 1$; il suffira de revenir à l'hypothèse d'une molécule formée de deux atomes sans changer la densité; nous aurons alors une seule $\frac{1}{2}$ force atomique $\frac{y}{2}$ à opposer à une pression extérieure $\cdot \frac{y}{2} \cdot s = (pmv)\,\omega$ ou

$$2pmv.\omega = \frac{RT}{2}\,\frac{F + \sqrt{F^2 - 4}}{F + s}$$

ω n'est pas fixe : il décroît quand la pression et la température augmentent ; néanmoins, outre que cela n'infirme en rien la théorie, il semble que les calculs précédents montrent bien qu'on pourra utiliser une valeur moyenne de ω sur une échelle assez prolongée de la température.

Nous trouvons, en effet, encore au point critique : $\omega = \frac{R}{3p_c m v_c : T_c}$.

Éther	$\frac{13,63}{22,68} = 0,60$	Alcool	$\frac{13,63}{21,77} = 0,63$
Acétone	$\frac{13,63}{21,53} = 0,63$	Chloroforme	$\frac{13,63}{24,28} = 0,61$
Chlor. de carb.	$\frac{13,63}{28,64} = 0,47$ } irrégularité déjà signalée	Sulf. de carb.	$\frac{13,63}{12,39} = 1,10$
Vapeur d'eau	$\frac{13,63}{16} = 0,85$		

Ici, sauf pour le sulfure de carbone, nous avons dû prendre 2 fois $\frac{p_c m v_c}{T}$; c'est-à-dire, calculer $p_c m v_c$ avec m poids moléculaire répondait à 4 volumes, comme si m répondait dans un cas à la moitié du volume auquel il répond dans l'autre, ou si (comme il existait déjà antérieurement au point critique par le sulfure de carbone) la molécule s'était dédoublée de façon à n'opposer plus qu'une demi-action moléculaire à la même pression extérieure. Au reste, la correspondance entre a et R peut recevoir une valeur différente ; on peut avoir aussi bien $a = RT$ que $2a = RT$.

Il ne suffit pas que l'équation (6) donne le produit pv, il faut aussi que l'équation (5) donne $s = \overline{mv}^{\frac{1}{3}}. \omega$. Mais ici ω entre non seulement indirectement dans F par le rapport $\frac{\omega}{\omega_c}$ mais bien directement par b, $b = \varphi m^2.\omega^2$. Et comme ω n'est pas tout à fait constant nous devons avoir une approximation forcément inférieure à celle que nous a donnée la relation (6).

Une première expérience, appliquée à la formule qui nous donnait s et dont on multiplie le second membre par le rapport $\frac{T_c}{T_c}$ égal à l'unité,

$$\overline{mv}^{\frac{1}{3}}. \omega = \frac{\varphi m^2}{2a}. \omega^2 (F + \sqrt{F^2 - 4}) . \frac{T_c}{T_c}$$

nous donnerait la valeur du coefficient constant : $\frac{\varphi m^2}{2R.m^{\frac{1}{3}}} \frac{1}{T_c}$, et il suffit de vérifier qu'on a :

$$\omega. \frac{(F + \sqrt{F^2 - 4})}{v^{\frac{1}{3}}}. \frac{T_c}{T} \quad \text{ou} \quad \omega \frac{(F + 1)^{\frac{1}{2}} (F + \sqrt{F^2 - 4})}{v^{\frac{1}{3}}} = C^{te}.$$

Voici les résultats pour les sept corps étudiés jusqu'ici.

Température	Éther	Alcool	Acétone	Chloroforme	Chl. de carb.	Sulfure de carb.	Vapeur d'eau
273	3,45	1,21	3,53	4,78	6,47	1,46	1,93
278							2,06
283	3,49	1,66	3,20	4,84	5,22	1,51	2,17
288							2,18
293	3,47	1,76	3,38	4,96	5,45	1,49	2,38
298							2,50
303	3,47	1,87	3,74	4,97	5,46	1,50	2,60
308							2,70
313	3,47	1,97	3,33	5,08	5,57	1,50	2,82
318							2,88
323	3,41	2,08	3,25	5,08	5,49	1,50	2,97
328							3,06
333	3,36	2,20	3,39	5,06	5,49	1,48	3,11
338							irrég.
343	3,24	2,30	3,28	5,01	5,41	1,47	3,24
348							3,30
353	3,17	2,07	3,27	4,96	5,55	1,45	3,36
358							3,41
363	3,10	2,14	3,23	4,84	5,42	1,44	3,46
368							3,49
373	2,92	2,18	3,19	4,75	5,32	1,41	3,53
378							3,56
383	2,82	2,19	3,11	4,60	5,24	1,41	3,59
388							3,61
393	2,83	2,16	3,00	4,40	5,19	1,31	3,57
398							3,65
403							3,66
408							3,66
413							3,69
418							3,67
423							3,67
428							3,66
433							3,65
438							3,64
443							irrég.
448							3,61
453							3,58
458							3,56
463							3,52

Il faut observer que l'erreur est multipliée par T_c, nombre encore élevé.

Mais le résultat du calcul de $\omega \dfrac{F + \sqrt{F^2 - 4}}{v^{\frac{1}{3}}T}$ eût été trop petit.

0,0075 pour l'éther, environ.
0,0039 pour l'alcool.
0,0066 pour l'acétone.
0,0092 pour le chloroforme.
0,0094 pour le chl. de carbone.
0,0900 pour le sulfure de carbone.

En résumé, il semble que, quelle que soit la loi que suit ω, on peut utiliser une valeur obtenue à une température moyenne, pour déduire par les formules précédentes avec assez d'approximation les valeurs de p et de v, sur une grande échelle de température avant et après la température moyenne. Et, enfin, il paraît résulter des calculs que la théorie s'applique assez bien aux expériences.

III. État liquide. — Il n'existe pas à la surface libre d'un liquide un équilibre parfait entre la tension du liquide et la pression extérieure. On peut en donner comme preuve le phénomène de l'évaporation. (Voir à l'appui une note de M. Van der Mensbrugghe parue dans les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* du 30 novembre 1895.) On ne peut donc pas fonder une relation sur une égalité de ces deux actions.

Or, nous avons trouvé qu'en prenant l'abscisse s, correspondant au point le plus éloigné où la parallèle aux abscisses $y = \frac{c}{s^3}$ coupe la courbe représentée par (3)

$$y = \frac{a}{s} - \frac{b}{s^2} + \frac{c}{s^3}, \tag{3}$$

pour diamètre de la molécule gazeuse, le volume s^3 de la molécule gazeuse était sensiblement proportionnel au volume moléculaire mv de la substance à l'état gazeux; par analogie, nous prendrons pour diamètre de la molécule liquide l'abscisse la plus petite σ correspondant à l'ordonnée $y = \frac{c}{s^3}$. La droite $M\mu$ (*fig.* 2) devient l'analogue de la droite de liquéfaction de la théorie de M. Van der Waals; nous lui donnerons le même nom.

σ^3 volume de la molécule liquide sera-t-il proportionnel au volume moléculaire mu de la substance à l'état liquide u étant le volume de l'unité de poids de la substance à l'état liquide à la température considérée T_e sous la pression normale p_e ? Nous aurions $\sigma^3 = mu\omega_1{}^3$ et, puisque le nombre des molécules est le même à l'état gazeux, ou à l'état liquide, nous déterminerions ω_1 par la proportion :

$$\frac{s}{\sigma} = \frac{(mv)^{\frac{1}{3}}.\omega}{(mu)^{\frac{1}{3}}.\omega_1}$$

D'après les valeurs de s et de σ:

$$\omega_1 = \omega . \left(\frac{v}{u}\right)^{\frac{1}{3}} . \frac{F - \sqrt{F^2 - 4}}{F + \sqrt{F^2 - 4}}. \tag{7}$$

Je ne connais de valeur de u, sous la tension normale, que celle de l'eau à la température de 100°; tenant compte de ce que la densité d'un liquide à une température fixe est peu modifiée par les variations de la pression, j'ai pris les volumes des substances étudiées par Hirn [1]. Les résultats, sont d'ailleurs, loin d'être probants, car ils dépendent encore de ω et participent de son approximation; néanmoins, ces résultats même approchés peuvent servir pour certaines déductions à venir.

Vapeur d'eau								Alcool ($\alpha = 0,79$)		Sulf. carb. ($\delta = 1,293$)		Chl. de carb. ($\delta = 1,632$)	
T	ω_1	T	ω_1	T	ω_1	T	ω_1	T	ω_1	T	ω_1	T	ω_1
273	*0,23*	303	*0,19*	333	*0,18*	368	*0,17*	273	*0,28*	273	*0,24*	273	*0,89*
278	*0,23*	308	*0,19*	343	*0,17*	373	*0,17*	323	*0,23*	313	*0,27*	303	*0,122*
283	*0,22*	313	*0,18*	348	*0,17*	413	*0,18*	373	*0,25*	353	*0,33*	343	*0,127*
288	*0,22*	318	*0,18*	353	*0,17*	433	*0,19*			393	*0,39*	383	*0,152*
293	*0,20*	323	*0,18*	358	*0,17*	453	*0,20*						
298	*0,20*	328	*0,18*	363	*0,17*								

Ces calculs ne pouvant donc donner une confirmation absolue de la théorie, il faut montrer qu'elle s'accorde avec les phénomènes que présente l'état liquide.

En partant de l'état gazeux, nous avions pour la tension normale :

$$y_e = p_e\,(mv)^{\frac{2}{3}}.$$

y restant, pour la droite $M\mu$, constant, il faudrait, une fois la substance liquéfiée si nous voulions l'équilibre à la surface libre, que la pression extérieure fût devenue p_1, telle que p_1 satisfasse à l'équation

$$y_e = p_1\,(mu)^{\frac{2}{3}}$$

p_1 serait ainsi égale à $p\left(\frac{v}{u}\right)^{\frac{2}{3}}$, c'est-à-dire beaucoup plus grande que p_e.

L'expérience faisant voir qu'en se liquéfiant la substance reste soumise à la même pression extérieure, le liquide subira cet état de tension qui a fait comparer sa surface libre à des pellicules et à des membranes. Les molécules vont chercher à s'étendre et à occuper

---

[1] Physique de MM. Jamin et Bouty, t. 2, p. 53 et 62.

un volume plus grand σ_1^3; dès lors la force élastique va diminuer et très vite, d'après la forme même de la courbe (*fig.* 3), qui est presque parallèle à l'axe des ordonnées ; en même temps, la pression p_e par unité de surface va exercer son effort sur une plus grande surface. Il en résulterait donc un volume et une pression intermédiaires répondant au point μ', tels que $p_e \times (mu')^{\frac{2}{3}} = y'$. Cet accroissement de volume apparaît dans la forme du ménisque.

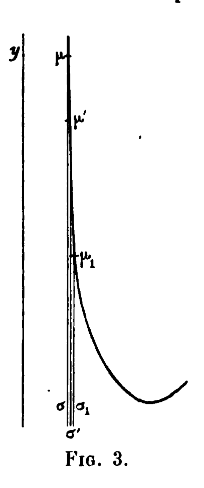


Fig. 3.

Les couches inférieures ne profitent qu'incomplètement du développement que peut prendre la couche libre et de moins en moins à mesure qu'elles sont plus profondes ; la force élastique y conserve donc une puissance de plus en plus grande jusqu'à la couche où s'exerce la pression $p_1 = p_e \left(\frac{v}{u}\right)^{\frac{2}{3}}$. A partir de cette couche la densité est constante, et elle restera constante à la même température, tant que la pression extérieure sera comprise entre p_1 et p_e ; le liquide sera à peu près incompressible.

Pour parler plus clairement, et en remarquant qu'un mode régulier doit nécessairement s'établir, prenons la n^e couche, celle au-dessous de laquelle les autres sont également pressées dessus et dessous. Cette n^e couche exercera sur la $(n - 1)^e$ une pression égale à $\left(\frac{y_e}{\sigma^2} - \varepsilon\right)$; la $(n - 1)^e$ exercera sur la $(n - 2)^e$ une répulsion égale à $\left(\frac{y_e}{\sigma^2} - 2\varepsilon\right)$; la $(n - 2)_e$ sur la $(n - 3)^e$, une action égale

à $\left(\frac{y_e}{\sigma^2} - 3\varepsilon\right)$, etc. en remontant, la 2[e] couche exercera sur la 1[re] une tension $\left[\frac{y_e}{\sigma^2} - (n - 2)\,\varepsilon\right]$; enfin, la couche libre, une action sur la surface extérieure égale à $\left[\frac{y_e}{\sigma^2} - (n - 1)\,\varepsilon\right]$, laquelle sera très voisine de la pression extérieure p_e. — Cette conception de densités croissantes en profondeur semble conforme à la vérité: (V. la note précitée de M. Van der Mensbrugghe.)

Objectera-t-on que, puisqu'en partant de p très grand, on trouvait à p une valeur de y qui lui faisait équilibre, et qu'encore maintenant, avec p compris entre p_1 et p_2, on trouve une valeur bonne pour y en descendant sur la courbe au-dessous de la droite de liquéfaction, en σ', il est bizarre qu'on ne continue pas à marcher dans le même sens de la courbe, alors que la pression extérieure diminue toujours ?

Je répondrai à cela que, au moment où la pression est devenue p_1, un phénomène nouveau s'est produit (1) : celui de l'évaporation ; des molécules gazeuses ont pu se former et se maintenir momentanément formées, établissant une sorte de tampon entre la pression extérieure et la surface libre du liquide.

D'ailleurs, dès qu'à la suite d'une liquéfaction, ou, après une série de compressions décroissant de $p = +\infty$ à $p = p_1$, les couches profondes se sont formées, il a existé dans ce milieu un équilibre moléculaire assez stable, les molécules étant sollicitées à une extension par la moindre pression au-dessus d'elles, mais d'autre part, ayant par elles-mêmes une tendance au rapprochement, puisque le premier terme de l'équation (3) était plus grand que le second, et l'attraction supérieure à la répulsion. Il y a là un maximum de densité pour la température T_e que n'accroît aucune augmentation de pression, à partir de p_1. De là, enfin, une sorte d'inertie dans la masse liquide qui demande, pour disparaître, ou qu'un trouble soit produit par un moyen mécanique, ou qu'une couche libre soit constituée à l'intérieur par l'introduction d'une bulle gazeuse (expériences sur les retards à l'ébullition) ; ou, enfin, que, la pression devenant suffisamment faible, les molécules supérieures s'évaporent et débarrassent successivement chaque couche; c'est alors la vaporisation totale.

---

(1) A vérifier par l'expérience.

Cette augmentation graduelle de la tension à l'intérieur du liquide est d'ailleurs facilitée par la production du ménisque et par les attractions des parois du vase contenant le liquide.

Ces considérations semblent bien conformes aux expériences.

IV. Anciennes et nouvelles formules de calcul de p et v. — Les formules actuellement admises n'ont généralement qu'une exactitude momentanée; il suffira de démontrer que la théorie actuelle est susceptible de s'y adapter.

Formule pm $[v-(\alpha)] = RT$. — Nous pouvons remarquer, par le tableau des valeurs de ω, que cette valeur tend à décroître quand la température et la pression croissent. Aux hautes températures et aux pressions très élevées, telles qu'on les rencontre dans les expériences sur les explosifs $\omega = 1 - \frac{\alpha}{v^{\frac{1}{3}}}$ sera très petit et dans l'équation (3)

$$\frac{pmv}{T} = \frac{R}{1 - \frac{\alpha}{v^{\frac{1}{3}}}} - \frac{b}{\left(1 - \frac{\alpha}{v^{\frac{1}{3}}}\right)^2 Ts} + \frac{R'}{\left(1 - \frac{\alpha}{v^{\frac{1}{3}}}\right)^3 s^2}$$

le 2[e] membre se réduira sensiblement à son premier terme :

$$\frac{pmv}{T} = \frac{R}{\left(1 - \frac{\alpha}{v^{\frac{1}{3}}}\right)} \quad \text{ou} \quad pm\left(v - \alpha v^{\frac{2}{3}}\right) = RT$$

Si on fait :

$$v^{\frac{1}{3}} = \alpha + \varepsilon$$

ε sera très petit par rapport à α; puisque $\frac{\alpha}{v^{\frac{1}{3}}}$ est voisin de l'unité, on aura :

$$pm\left(v - \alpha v^{\frac{2}{3}}\right) = pm\,(v - \alpha^3 - 2\alpha^2\varepsilon - \alpha\varepsilon^2)$$

et les troisième et quatrième termes étant négligeables devant le second, on arrive définitivement à la formule employée pour les explosifs :

$$pm\,(v - \alpha^3) = RT$$

D'ailleurs, quand v et s sont petits, la courbe isothermique est proche de son asymptote; l'abscisse varie peu quand croissent ensemble pression et température, dont s et v^3 varient peu et, par suite, leur différence α.

Formule de M. Ph.-A. Guye. — Cette formule :

$$1146 \frac{d_c T_c}{p_c (1070 + T_c)} = \frac{m}{28,87}$$

peut s'écrire :

$$\frac{p_c m v_c}{T_c} = \frac{33,085}{1070 + T_c}.$$

Sous cette forme, on voit de suite sa parenté avec notre formule au point critique :

$$\frac{p_c m v_c}{T_c} = \frac{13,633}{\omega_c}.$$

Faisons $\omega_c = 0,65$, la première formule donnera pour la correspondance $T_c = 507$; or, cette valeur de ω_c est bien celle que nous avons trouvée pour les substances ayant leur température critique aux environs de 500 (acétone, alcool).

Constance du rapport $\frac{pmv}{T^{\frac{2}{3}}}$ *loin du point critique.* — Le coefficient $\frac{F + \sqrt{F^2 - 4}}{F + 1}$, qui est égal à $\frac{2}{3}$ au point critique, se rapproche très vite de 2, vers lequel il tend ; il est alors très peu variable ; en le multipliant par $T^{\frac{1}{3}}$ qui va décroissant, on tend à avoir un nombre assez fixe. Quelques calculs le démontrent. Dès lors et toujours, dans l'hypothèse de ω à peu près constant, la relation 6 :

$$\frac{pmv}{T} \omega = \frac{R}{2} \frac{F + \sqrt{F^2 - 4}}{F + 1} \qquad (6)$$

donnera :

$$\frac{pmv}{T^{\frac{2}{3}}} = C^{te}.$$

Vapeur d'eau

T	$\frac{pv}{T^{\frac{2}{3}}}$	T	$\frac{pv}{T^{\frac{2}{3}}}$	T	$\frac{pv}{T^{\frac{2}{3}}}$	T	$\frac{pv}{T^{\frac{2}{3}}}$
273	30,338	323	30,946	373	31,786	423	32,185
278	30,243	328	30,886	378	31,888	428	32,183
283	30,156	333	31,041	383	31,881	433	32,196
288	30,425	338	30,274	388	32,002	438	32,189
293	30,610	343	31,404	393	31,767	443	31,435
298	30,537	348	31,517	398	32,072	448	32,183
303	30,587	353	31,466	403	32,092	453	31,169
308	30,695	358	31,653	408	32,135	458	32,081
313	30,582	363	31,610	413	31,944	463	32,120
318	30,897	368	31,785	418	32,165	468	32,124
						473	32,098

T	Ether	Alcool	Acétone	Chloroforme	Chlor. de carb.	Sulf. de carb.
273	7,327	12,734	8,410	4,395	3,366	7,038
283	7,352	12,800	9,023	4,546	3,413	7,007
293	7,386	12,970	9,358	4,555	3,460	7,146
303	7,423	13,132	9,662	4,673	3,499	7,180
313	7,403	13,181	9,804	4,646	3,501	7,199
323	7,408	13,120	9,801	4,686	3,597	7,194
333	7,387	12,961	9,870	4,702	3,620	7,189
343	7,412	12,812	9,892	4,731	3,652	7,178
353	7,342	12,657	9,838	4,738	3,646	7,136
363	7,323	12,430	9,730	4,746	3,637	7,097
373	7,231	12,313	9,662	4,739	3,614	7,042
383	7,075	12,209	9,584	4,771	3,599	6,970
393	6,871	12,139	9,446	4,764	3,546	6,906
403		12,139	9,379	4,786	3,508	6,828
413		12,130	9,268	4,809	3,457	6,747
423		12,148		4,831	3,401	6,545
433				4,849	3,301	

Pour ces corps dont la température critique est éloignée à peu près de même sorte des températures essayées et, par conséquent, pour lesquelles F a à peu près même valeur, la constante de $\dfrac{pmv}{T^{\frac{2}{3}}}$ sera à peu près la même. En effet :

Vapeur d'eau $30,6 \times 18 = 550,8$; Éther........ $7,4 \times 74 = 547,6$
Alcool....... $12 \times 46 = 552$; Acétone...... $9,5 \times 58 = 551$
Chloroforme. $4,6 \times 119,5 = 549,7$; Chl. de carb.. $3,6 \times 154 = 554,4$
Sulf. de carbone $7,1 \times 76 = 539,6$.

Détermination des éléments p, v dans le voisinage du point critique. — Aux abords du point critique, les éléments de l'état gazeux et de l'état liquide tendent à se confondre; en particulier, on tendra vers une limite commune pour ω et α. Cette remarque va nous permettre de déterminer α assez exactement, pour qu'en transportant cette valeur dans nos formules, on en puisse tirer très approximativement les éléments p, v, en fonction de T.

On a :

$$\frac{s + \sigma}{(s\sigma)^{\frac{1}{2}}} = \mathrm{F}$$

et, d'après les valeurs de s et σ en fonction de v et de u:

$$\left(\frac{v^{\frac{1}{3}} - \alpha}{u^{\frac{1}{3}} - \alpha}\right)^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{u^{\frac{1}{3}} - \alpha}{v^{\frac{1}{3}} - \alpha}\right)^{\frac{1}{2}} = \mathrm{F}$$

Élevons au carré les deux membres :

$$\left(\frac{v^{\frac{1}{3}}-\alpha}{u^{\frac{1}{3}}-\alpha}\right)+\left(\frac{u^{\frac{1}{3}}-\alpha}{v^{\frac{1}{3}}-\alpha}\right)=F^2-2$$

Développons après avoir supprimé les dénominateurs :

$$u^{\frac{2}{3}}-2\alpha u^{\frac{1}{3}}+\alpha^2+v^{\frac{2}{3}}-2\alpha v^{\frac{1}{3}}+\alpha^2=(F^2-2)\left[u^{\frac{1}{3}}v^{\frac{1}{3}}-\left(u^{\frac{1}{3}}+v^{\frac{1}{3}}\right)\alpha+\alpha^2\right]$$

ou :

$$\alpha^2(F^2-4)-\alpha\left(u^{\frac{1}{3}}+v^{\frac{1}{3}}\right)(F^2-4)+(F^2-2)\left(u^{\frac{1}{3}}v^{\frac{1}{3}}\right)-\left(u^{\frac{2}{3}}+v^{\frac{2}{3}}\right)=0.$$

La quantité située sous le radical des racines peut se réduire :

$$(F^2-4)^2\left(u^{\frac{1}{3}}+v^{\frac{1}{3}}\right)^2-4(F^2-4)\left[F^2\left(u^{\frac{1}{3}}v^{\frac{1}{3}}\right)-\left(u^{\frac{1}{3}}+v^{\frac{1}{3}}\right)^2\right]$$
$$=\left(u^{\frac{1}{3}}+v^{\frac{1}{3}}\right)^2F^2(F^2-4)-4\,u^{\frac{1}{3}}v^{\frac{1}{3}}F^2(F^2--4)$$

ou enfin :

$$F^2(F^2-4)\left(u^{\frac{1}{3}}-v^{\frac{1}{3}}\right)^2.$$

Les racines α seront donc :

$$2\alpha=\frac{(F^2-4)\left(u^{\frac{1}{3}}+v^{\frac{1}{3}}\right)\pm\sqrt{F^2(F^2-4)\left(u^{\frac{1}{3}}-v^{\frac{1}{3}}\right)^2}}{F^2-4}$$
$$=u^{\frac{1}{3}}+v^{\frac{1}{3}}\pm\left(u^{\frac{1}{3}}-v^{\frac{1}{3}}\right)\sqrt{\frac{1}{1-\frac{4}{F^2}}}.$$

Des deux solutions :

$$2\alpha=u^{\frac{1}{3}}\left(1+\sqrt{\frac{1}{1-\frac{4}{F^2}}}\right)+v^{\frac{1}{3}}\left(1-\sqrt{\frac{1}{1-\frac{4}{F^2}}}\right)$$
$$2\alpha'=v^{\frac{1}{3}}\left(1+\sqrt{\frac{1}{1-\frac{4}{F^2}}}\right)+u^{\frac{1}{3}}\left(1-\sqrt{\frac{1}{1-\frac{4}{F_2}}}\right)$$

la première seule convient, car la seconde donnerait $\alpha' > v^3$.

Les valeurs de u et de v me manquant aux abords du point critique, j'ai pris les valeurs de u et de v précédemment utilisées. Elles m'ont donné :

— Vapeur d'eau : A 0° C., 0,7549; à 10°, 0,77345; à 30°, 0,7972; à 85°, 0,8265 ; à 100°, 0,83125 ; à 120°, 0,8320 ; à 180°, 0,8220.

— Alcool : A 0°, 0,7120 ; à 50°, 0,7578 ; à 100°, 0,8086 ; à 150°, 0,7768.

— Chlorure de carbone : A 0°, 0,7400 ; à 30°, 0,7200 ; à 110°, 0,7630 ; à 160°, 0,7458.

— Sulfure de carbone : A 0°, 0,86905 ; à 40°, 0,8772 ; à 80°, 0,8801 ; à 120°, 0,8832.

Les températures ainsi utilisées sont encore loin du point critique et la formule donne alors pour α une indétermination. Néanmoins essayons la valeur approchée de α, ici trouvée dans la valeur des rapports $\frac{s}{v^{\frac{1}{3}} - \alpha}$ et $\frac{\sigma}{u^{\frac{1}{3}} - \alpha}$. Il est évident que si $\frac{s}{\sigma} = \frac{v^{\frac{1}{3}} - \alpha_2}{u^{\frac{1}{3}} - \alpha_1}$ avec $\alpha_2 \lessgtr \alpha_1$, en prenant une valeur moyenne pour α, les deux rapports $\frac{s}{v^{\frac{1}{3}} - \alpha}$ et $\frac{\sigma}{u^{\frac{1}{3}} - \alpha}$ vont se disjoindre, mais leur marche indiquera dans quel sens doit marcher α. En tâtonnant ainsi on trouve sensiblement :

Vapeur d'eau, $\alpha = 0{,}82$; alcool, 0,765 ; chlorure de carbone, 0,75 ; sulfure de carbone, 0,88, avec lesquels on forme les tableaux suivants :

	Températures centigrades	0°	10°	30°	85°	100°	120°	180°
Vapeur d'eau	$\frac{(F+1)^{\frac{1}{2}}(F+\sqrt{F^2-4})}{v^{\frac{1}{3}} - \alpha}$	2,1495	2,4144	2,9071	3,9703	4,2040	4,4094	4,7098
	$\frac{(F+1)^{\frac{1}{2}}(F-\sqrt{F^2-4})}{u^{\frac{1}{3}} - \alpha}$	3,0953	3,2137	3,4605	4,0422	4,1773	4,3636	4,8788

Alcool			Chlorure de carbone			Sulfure de carbone		
T	$\frac{s}{v^{\frac{1}{3}} - \alpha}$	$\frac{\sigma}{u^{\frac{1}{3}} - \alpha}$	T	$\frac{s}{v^{\frac{1}{3}} - \alpha}$	$\frac{\sigma}{v^{\frac{1}{3}} - \alpha}$	T	$\frac{s}{v^{\frac{1}{3}} - \alpha}$	$\frac{\sigma}{u^{\frac{1}{3}} - \alpha}$
0	1,9290	2,2570	0	5,6	6,29	0	6,91	7,87
50	2,8167	2,6632	30	6,5	6,46	40	7,58	7,80
100	3,5096	3,0907	110	7,33	6,81	80	7,81	7,80
150	3,6859	3,5877	160	7,34	7,52	120	7,75	7,80

Les rapports $\frac{(F+1)^{\frac{1}{2}}(F+\sqrt{F^2-4})}{v^{\frac{1}{3}}-\alpha}$ et $\frac{(F+1)^{\frac{1}{2}}(F-\sqrt{F^2-4})}{u^{\frac{1}{3}}-\alpha}$ donnent au point critique $\frac{(F_c+1)^{\frac{1}{2}}\times F_c}{v_c^{\frac{1}{3}}-\alpha} = \frac{2\sqrt{3}}{v_c^{\frac{1}{3}}-\alpha}$ et le nombre que l'on obtient ainsi est conforme à ce que faisaient prévoir les tableaux précédents :

Vapeur d'eau $\frac{3,4640}{1,4293-0,83}=5,7$; alcool, $\frac{3,4640}{1,5297-0,765}=4,528$; chlorure de carbone $\frac{3,4640}{1,2164-0,75}=7,414$; sulfure de carbone, $\frac{3,4640}{1,3249-0.88}$ 7,7839.

Règles du diamètre et du tiers de la densité. — MM. Cailletet et Mathias ont annoncé que, si on portait en ordonnées la moyenne des densités du liquide et de la vapeur saturée et en abscisses les températures, on obtenait une droite ; autrement, cette densité est proportionnelle à la température. La vérification de cette règle a été faite par MM. Amagat et Mathias sur un certain intervalle, *à partir de la température critique.*

Voici comment j'expliquerai cette règle momentanée. On a :

$$s=\frac{b}{2a}(F+\sqrt{F^2-4}) \qquad s\sigma=\frac{b^2}{a^2} \qquad s^3=\frac{b^3}{2^3a^3}(F^3-3F+\sqrt{F^2-4})$$

$$\sigma=\frac{b}{2a}(F-\sqrt{F^2-4}) \qquad s^3\sigma^3=\frac{b^6}{a^6} \qquad \sigma^3=\frac{b^3}{2^3a^3}(F^3-3F-\sqrt{F^2-4})$$

On tire de là :

$$\frac{s^3+\sigma^3}{s^3\sigma^3}=\frac{a^3}{b^3}(F^3-3F)=\frac{R^3}{b^3}\times 3T_c^2(F^2-3)\times T.$$

Le premier membre, en appelant δ et d les densités du liquide et de la vapeur saturée, donne $\frac{\delta}{\omega_1^3}+\frac{d}{\omega^3}$ et comme ω est voisin de ω_1 près du point critique $\frac{1}{\omega^3}(\delta+d)$;

Le deuxième membre près du point critique où F est voisin de 2 donne approximativement $\frac{3R^3T_c^2}{b^3}\times T$. Donc en définitive

$$\delta+d=M.T \qquad \text{C. q. f. d.}$$

Dans la vérification de la règle du tiers de la densité (1) (densité critique = le tiers de la densité liquide prise aux basses températures), M. Mathias prend la densité à l'état liquide pour des températures assez variables, mais dont les éloignements de la température critique sont à peu près comparables. Je dis que cette règle n'est qu'une sorte de cas particulier de la loi des états correspondants.

On a en effet :

$$\frac{s_c}{\sigma} = \frac{v_c^{\frac{1}{3}}\omega_c}{u^{\frac{1}{3}}\omega_1} = \frac{T}{T_c} \times \frac{2}{F - \sqrt{F^2 - 4}}.$$

formule qui montre que le 2e rapport dépend du rapport $\frac{T}{T_c}$ seul.

On peut donc arriver à une grande exactitude en modifiant un peu le choix des températures, de façon à compenser les petites différences de marche existant dans le rapport $\frac{\omega_c}{\omega_1}$ d'une substance à la voisine.

Comme constatation. Nous avons trouvé approximativement $\omega_1 = \frac{\omega_c}{3}$.

Ainsi : Vapeur d'eau, $\frac{0,85}{3} = 0,28$; alcool, $\frac{0,63}{3} = 0,21$; sulfure de carbone $\frac{1,11}{3} = 0,37$; chlorure de carbone, $\frac{0,476}{3} = 0,158$. Dès lors l'équation précédente en faisant $\frac{T_c}{T} = x$ devient si $\frac{v_c^{\frac{1}{3}}}{u^{\frac{1}{3}}} = 3^{\frac{1}{3}}$

$$3 \times 3^{\frac{1}{3}} = \frac{3x^2 - 1}{x} \qquad \text{ou} \qquad 3x^2 - 3 \times 1,44\,x - 1 = 0$$

En résolvant cette équation, on trouve :

$$x = \frac{3 \times 0,72 \pm \sqrt{(2,16)^2 + 3}}{3} = 1,64$$

Les températures T pour lesquelles M. Mathias prend la densité liquide sont telles que le rapport $\frac{T_c}{T}$ est toujours aux environs de 2.

---

(1) *Bulletin de la Société de physique* de novembre 1892.

Rapport de la température critique à la température d'ébullition normale. — Par analogie avec ce qui précède, on peut faire une sorte d'essai *a priori* de la méthode, comme une indication qu'on peut, de prime abord, avant toute discussion, lui accorder quelque créance.

A une température suffisamment éloignée de la pression critique, on peut admettre que, pour la vapeur produite au moment de l'ébullition, la valeur de s est déjà assez grande pour que cette vapeur puisse être considérée comme suivant approximativement la loi de Mariotte. Dès lors, $pmv = \text{RT}$; il en résulte d'après la relation (6) :

$$\frac{pmv}{\text{RT}} \cdot \omega = \frac{\text{F} + \sqrt{\text{F}^2 - 4}}{\text{F} + 1} \qquad (6)$$

où ω est sensiblement le même, pour beaucoup de substances, que F, et par suite $\frac{\text{T}_c}{\text{T}_e}$ sera à peu près le même. L'approximation sera d'autant plus apparente que les corps sont plus vite proches de la loi de Mariotte, plus près d'être ce qu'on appelait des gaz parfaits : oxygène, protoxyde d'azote, etc. Ceux-ci donnent environ pour l'ébullition sous pression atmosphérique $\frac{\text{T}_c}{\text{T}_e} = \frac{5}{3}$. Ce nombre nous a servi de terme de comparaison dans le tableau suivant :

Substances	Te	$\frac{Te}{3}$	$\frac{5}{3}$ Te	Tc	Substances	Te	$\frac{Te}{3}$	$\frac{5}{3}$ Te	Tc
Oxygène.............	91,6	30,53	*152,6*	*155*	Ammoniaque......	234,5	78,16	*390,8*	*404*
Azote................	80	26,66	*133,3*	*127*	Trichl. de phosph...	348,5	116,16	*580,8*	*578,5*
Protoxyde d'az........	185,1	61,7	*308,5*	*308,4*	Ethylène..........	168	56	*280*	*263,8*
Ox. de carbone.......	83	27,66	*138,3*	*132*	Benzine............	353,4	117,8	*588,9*	*564,7*
Méthane.............	103	36,33	*181,6*	*173,5*	Cyanogène.........	252,3	84,1	*420,5*	*397*
Biox. d'azote.........	119	39	*195*	*179,5*	Chlor. de méthyle...	249,3	83,1	*415,5*	*414,5*
Chlore...............	239,4	79,8	*399*	*414*	Chl. de méthylène..	314,1	104,7	*523,5*	*518,2*
Brome...............	331,4	110,46	*552,3*	*575,2*	Chloroforme.......	333,2	111	*555*	*541*
Ac. carbonique.......	194,8	64,9	*324,6*	*303,9*	Tétrachf. de carb...	348,4	116,1	*580,6*	*565,5*
Sulf. de carbone.....	319,2	106,4	*532*	*549,1*	Chlor. d'éthyle......	260,5	86,8	*434*	*455,5*
Ac. sulfureux.........	263	87,60	*438,3*	*429*	Brôm. d'éthyle.....	312	104	*520*	*509*
Ac. chlorhydrique....	193	64,66	*323,3*	*325,3*	Chlor. d'allyle......	318,5	106,2	*532,5*	*494*
Vapeur d'eau.........	373	124,3	*621,65*	*643*	Oxyd. de méthyle...	249,4	83,13	*415,65*	*402,6*
Ac. sulfhydrique.....	211,2	70,43	*352,15*	*373,2*					

Les substances pour lesquelles le rapport $\frac{T_c}{T_e}$ s'éloigne le plus de $\frac{5}{3}$ sont les alcools; pour l'alcool isobutylique $\frac{T_c}{T_e} = 1,42$. Comme limite supérieure, c'est le brome qui l'emporte avec $\frac{T_c}{T_e} = 1,73$ qui n'est déjà pas si loin de 1,66.

Équation de la pression intérieure. — M. Amagat a étudié la fonction π de l'équation de M. Van der Waals :

$$(1) \qquad (p + \pi)(v - v_1) = \frac{R}{m} T.$$

Comparons avec notre équation générale :

$$(2) \qquad p\left(v - av^{\frac{2}{3}}\right) = \frac{R}{m} T - \frac{b}{m^{\frac{4}{3}} v^{\frac{1}{3}} \omega} + \frac{c}{m^{\frac{5}{3}} v^{\frac{2}{3}} \omega^2}$$

où nous poserons par abréviation :

$$av^{\frac{2}{3}} = v_0 \qquad \frac{b}{m^{\frac{4}{3}}} = b_1 \qquad \frac{c}{m^{\frac{5}{3}}} = c_1,$$

nous aurons par cette comparaison de (1) et de (2) :

$$(p + \pi)(v - v_1) = p(v - v_0) + \frac{b_1}{v^{\frac{1}{3}}\omega} - \frac{c_1}{v^{\frac{2}{3}}\omega^2}$$

$$-p(v_1 - v_0) + \pi(v - v_1) = \frac{b_1}{v^{\frac{1}{3}}\omega} - \frac{c_1}{v^{\frac{2}{3}}\omega^2}.$$

Écrivons $1 - \frac{v_1}{v} = \omega_1$; nous aurons :

$$\pi - p\frac{v_1 - v_0}{v\omega_1} = \frac{b_1}{v^{\frac{4}{3}}\omega\omega_1} - \frac{c_1}{v^{\frac{5}{3}}\omega^2 . \omega_1}$$

v_1 et v_0 jouent le même rôle et on peut les supposer sensiblement égaux; ω_1 et ω sont, en outre, proches de l'unité ; on écrira approximativement $\omega_1 = \omega^3 . \theta$, θ étant proche de l'unité; donc :

$$\pi\theta = \frac{b_1}{v^{\frac{4}{3}}\omega^4} - \frac{c_1}{v^{\frac{5}{3}} . \omega^5}.$$

Soit :

$$\pi\theta = \pi_1 \qquad v^{\frac{1}{3}}\omega = X$$

on aura .

$$\pi_1 = \frac{b_1}{X^4} - \frac{c_1}{X^5}. \tag{3}$$

La courbe (*fig.* 4) répondant à (3) représente bien les résultats des expériences faites par M. Amagat, tels qu'il les décrit :

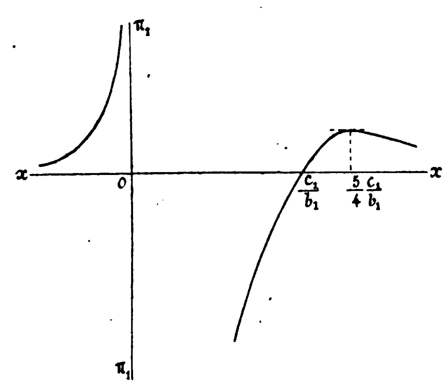


Fig. 4.

« Les valeurs de π, quand le volume diminue, croissent, passent par un maximum, puis commencent à décroître d'une façon bien nette, quoique peu accentuée. » Ici cette décroissance dépend de la grandeur de $\frac{c_1}{b_1}$ — ...

« Pour l'hydrogène, π continue à décroître après le maximum jusqu'à devenir nul; après quoi, il prend des valeurs négatives rapidement croissantes. Le fait est certainement général, l'ensemble des résultats ne permet aucun doute à cet égard » [1].

π est surtout fonction du volume; cependant il dépend de la température par $c_1 = \frac{R'T}{m^{\frac{5}{3}}}$, mais évidemment dans de faibles proportions tant que les distances des molécules sont relativement grandes [2], puisque alors le troisième terme $\frac{c_1}{v^{\frac{5}{3}}\omega^5}$ est très petit par rapport au second $\frac{b_1}{v^{\frac{4}{3}}\omega^4}$.

(1) Note de M. Amagat parue aux *Comptes rendus de l'Académie* du 12 février 1894, et *Bulletin de la Société* du 16 mars 1894.

(2) Voir la note du même, *Comptes rendus* du 12 mars 1894.

En définitive, la pression intérieure serait représentée dans notre équation générale par la deuxième partie de son second membre :

$$\pi = \frac{b}{s^4} - \frac{c}{s^5} = \frac{b}{\left(m^{\frac{1}{3}} v^{\frac{1}{3}} \omega\right)^4} - \frac{c}{\left(m^{\frac{1}{3}} v^{\frac{1}{3}} \omega\right)^5}$$

SÉANCE DU 21 FÉVRIER 1896.

Présidence de M. Bouty.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès verbal de la séance du 7 février est lu et adopté.

Sont élus membres de la Société.

MM. Camichel (Ch.), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Lille.
Dujardin (P. J. R.), Héliographe à Paris.
Lamirand, Professeur au Lycée de Montpellier.
Mack, Étudiant à Paris.
Morizot, Chargé de cours au Lycée de Chaumont.
Pélabon (H.), Chargé de Conférences de Chimie à la Faculté des Sciences de Lille.
Pernin (René), Directeur de la station centrale d'électricité à Troyes.
Soucaret, Directeur gérant du journal *l'Écho Scientifique*, à Paris.

M. le Président annonce la perte regrettable que la Société a faite en la personne de M. *Jules Reiset*, membre de l'Institut.

M. le Président annonce que M. le *Baron Edmond de Rothschild* vient de faire don à la Société d'une somme de 300 francs.

Sur les effets de mirage et les différences de densité qu'on observe dans les tubes de Natterer, par M. P. Villard. — L'auteur établit que les phénomènes ordinairement présentés par les tubes de Natterer, quand on élève leur température, sont presque uniquement dus à ce que, pendant l'échauffement, la partie inférieure du tube, occupée par le liquide, reste plus froide que la partie supérieure. Ce fait est facile à constater avec un tube de Natterer muni de deux thermomètres intérieurs.

Au-dessous du point critique, la partie supérieure du tube est, pendant l'échauffement, remplie de vapeur surchauffée moins dense que ne serait la vapeur saturée. Le liquide a peu de vapeur à fournir pour maintenir la pression de saturation relative à sa température au point où elle est le plus élevée (près du niveau). Le niveau varie donc peu et reste observable jusqu'au point critique avec des tubes très diversement remplis.

Quand le niveau atteint la température critique, il cesse d'être visible,

les densités du liquide et de la vapeur, très différentes aux extrémités du tube et même près du niveau, se raccordant alors sans discontinuité.

Quand le contenu du tube a dépassé la température critique, la région primitivement occupée par le liquide reste plus froide que la partie supérieure, et cela pendant un temps très long. De là des différences considérables de densité. Invariablement le contenu du tube présente, au-dessus du point critique, des différences de densité quand les thermomètres sont en désaccord, une parfaite homogénéité (avec les gaz purs et secs) dans le cas contraire. En produisant artificiellement une inégalité de température, on obtient aussitôt une inégalité de densité bien nette.

L'influence de la pesanteur, signalée par M. Gouy, produit des effets qui s'ajoutent aux précédents, mais sont en général plus faibles.

Sur la liquéfaction de l'oxygène. — M. Villard annonce à la Société que M. Jarry et lui ont réussi à liquéfier l'oxygène au moyen du froid produit par l'évaporation de la neige carbonique dans le vide : ce résultat avait été prévu dans une précédente communication des mêmes auteurs.

Planimètre de Petersen. — M. Lamotte, présente à la Société le Planimètre de Petersen. Ce planimètre est d'une construction et d'un maniement très simples. Les pièces essentielles sont :

1° Une tige OA, fixée à son extrémité O, autour de laquelle elle peut tourner librement ;

2° Une tige CAB, articulée avec la précédente en A ; elle porte en B un style, auquel on fait décrire la courbe qui limite l'aire à mesurer. A l'autre extrémité C se trouve un étrier formé d'une plaque horizontale qui supporte quatre petits rouleaux verticaux ;

3° Une tige PQ, passant entre ces rouleaux ; l'étrier peut ainsi glisser le long de PQ ; mais les tiges CAB et PQ sont assujetties à rester constamment perpendiculaires entre elles. La tige PQ repose sur le papier par deux roulettes mobiles autour de son axe : l'adhérence de ces roulettes empêche la tige de glisser parallèlement à sa direction et elle ne peut se déplacer qu'en tournant sur elle-même.

Les trois pièces ont une longueur qui reste invariable pendant le mouvement.

Quand le style est revenu à son point de départ, après avoir décrit la courbe, les tiges OA et CAB ont repris leur position primitive. La tige MN a repris sa direction, mais ses extrémités se sont déplacées d'une certaine quantité h.

L'aire enfermée par la courbe qui a été décrite par le style B est égale, en appelant l la longueur AB, à

$$lh,$$

si le point O est extérieur à la courbe ; et à

$$lh - \pi l^2,$$

si le point O est intérieur.

Pour une aire donnée, le déplacement h à mesurer est donc d'autant plus grand que l est plus petit. La construction de l'appareil permet de faire varier l et, par suite, la sensibilité.

Dans ce but, la tige AB est formée d'un manchon creux et d'une tige pleine qui pénètre à frottement dans le manchon et qu'on peut fixer dans une position quelconque à l'aide d'une vis de pression.

Sur les effets de mirage et les différences de densités qu'on observe dans les tubes de Natterer ;

PAR M. P. VILLARD.

Quand on élève progressivement la température d'un tube de Natterer convenablement rempli, le ménisque, au lieu de disparaître nettement quand on franchit le point critique, fait place à une couche de transition. D'une extrémité à l'autre du tube l'indice et la densité varient alors d'une manière continue, mais la masse fluide ne devient pas, en général, homogène, même si l'on dépasse de plusieurs degrés la température critique.

De plus, comme l'a fait remarquer M. Pellat (1), on peut suivre le niveau jusqu'au point critique avec des tubes très diversement remplis.

M. Gouy (2) a, il est vrai, montré qu'en se plaçant dans de bonnes conditions et agitant fréquemment les tubes, on se rapprochait des résultats prévus par la théorie d'Andrews ; en particulier, le niveau n'est alors observable jusqu'au point critique que si le remplissage est compris entre des limites que la théorie précédente permet de calculer en tenant compte de l'influence inévitable de la pesanteur.

J'ai, d'autre part établi qu'il était possible et probablement normal d'obtenir un fluide homogène, dans les tubes de Natterer, à partir de la température critique (3).

Mais les phénomènes signalés plus haut n'en restent pas moins à expliquer. Bien qu'ils soient dus en partie à l'influence de gaz étrangers, tels que l'air, cette cause perturbatrice, que j'ai déjà signalée (*loc. cit.*), est tout à fait secondaire.

---

(1) *Journal de Physique*, 3e série, t. I, p. 225 ; 1892.
(2) *Comptes rendus*, t. CXV, p. 720, t. CXVI, p. 1289, t. CXXI, p. 201.
(3) *Journal de Physique*, 3e série, t. III ; 1894.

Pour pouvoir étudier de près ce qui se passe dans un tube de Natterer pendant qu'on l'échauffe, j'ai fait construire par M. Chabaud l'appareil représenté (*fig.* 1), composé d'un tube de 8 millimètres de diamètre intérieur sur 20 centimètres de longueur, auquel sont soudés deux thermomètres disposés comme l'indique la figure. Un tube latéral *a* sert à effectuer le remplissage et est ensuite fermé à la lampe.

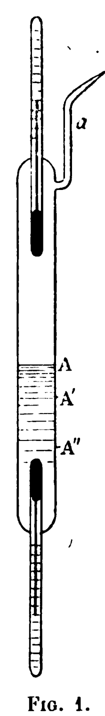


Fig. 1.

Cette disposition permet de suivre la marche des températures du liquide et de sa vapeur.

Le gaz employé a été l'éthylène préparé par l'action de l'anhydride borique sur l'alcool (Ebelmen) (1), et purifié suivant la méthode générale déjà indiquée (*loc. cit.*).

La température critique de ce gaz étant voisine de + 10° pouvait

(1) L'éthylène préparé par l'acide sulfurique et l'alcool ou l'éther est généralement impur, liquéfié: puis évaporé à — 80°, il bout à la fin de l'opération comme un liquide visqueux et laisse un résidu liquide peu volatil à 0° et sirupeux à — 80°. Il n'en est plus de même quand on emploie l'anhydride borique.

être facilement maintenue constante, ainsi que les températures un peu supérieures.

Le tube a été rempli de telle sorte qu'à + 9°,25 tout le liquide fût vaporisé, quand on avait soin d'agiter le tube. De cette manière, aucune incertitude ne subsistait relativement à l'état physique de l'éthylène au voisinage immédiat du point critique.

La correction de pression relative aux thermomètres a été évaluée en maintenant l'appareil à des températures connues (6°, + 10°, + 15°) et notant les indications des instruments quand elles étaient devenues invariables.

Les expériences suivantes ont été ensuite effectuées :

I. — L'appareil a été refroidi à 0°, puis plongé dans un bain d'eau de 12 litres, maintenu à + 11° et agité par un courant d'air.

Ainsi que cela se passe en général, le niveau du liquide, situé en A, vers le milieu du tube, est resté sensiblement fixe, puis s'est transformé en une couche de transition. Ce n'est qu'au bout de plus d'une demi-heure que la masse fluide est devenue homogène.

Pendant ce temps, les indications des thermomètres, concordantes au début, se sont progressivement écartées de 1° environ, puis se sont rapprochées lentement pour redevenir concordantes au bout de plus d'une demi-heure. Un tube semblable au précédent, mais ne contenant que de l'eau, prend, au contraire, en six à sept minutes la température du bain.

Dans l'air à + 18°, le réchauffement de l'appareil donne lieu à un écart encore plus grand, soit 3°, entre les températures des deux thermomètres, et cet écart ne s'annule qu'au bout de plusieurs heures.

II. — Pour éviter toute erreur provenant d'un fonctionnement irrégulier des thermomètres, le tube a été retourné bout pour bout pendant que les thermomètres étaient en désaccord, mais au-dessus de la température critique. La masse fluide dense qui entourait le thermomètre froid est descendue sur le thermomètre chaud, le faisant baisser instantanément de plus d'un demi-degré.

III. — Pour pouvoir placer le réservoir d'un thermomètre près du niveau, il n'a pas été nécessaire d'employer un second appareil ; il a suffi d'utiliser une propriété des tubes de Natterer étudiée déjà par M. Gouy.

Dans l'appareil précédent, tout le liquide est vaporisé à + 9°,25, si on a soin d'agiter le tube pour égaliser la température ; à + 9°,25,

le niveau atteint l'extrémité inférieure du tube ; entre 0° et + 9°,25, il occupe une série de positions A, A′, A″, et peut se maintenir en chacune d'elles, jusqu'à sa disparition, si on continue à élever la température en cessant d'agiter. Le tube étant alors porté dans le bain d'eau à + 11° et maintenu immobile, les thermomètres n'ont pas tardé à être en désaccord, l'écart maximum entre leurs indications étant presque aussi grand que dans l'expérience I.

IV. — La simple observation du tube pendant l'échauffement permet de constater que la température est à peu près uniforme, d'une part, dans la masse liquide, d'autre part, dans la vapeur. En effet, dans la partie occupée par le liquide, les génératrices paraissent rectilignes, ce qui montre que l'indice est constant ; il en est évidemment de même de la densité et de la température. Les génératrices ne commencent à s'infléchir que très près du niveau, et cela quand on approche de la température critique. Au-dessus du niveau, les génératrices sont infléchies sur une faible hauteur, puis redeviennent rectilignes, indiquant ainsi que la température redevient uniforme.

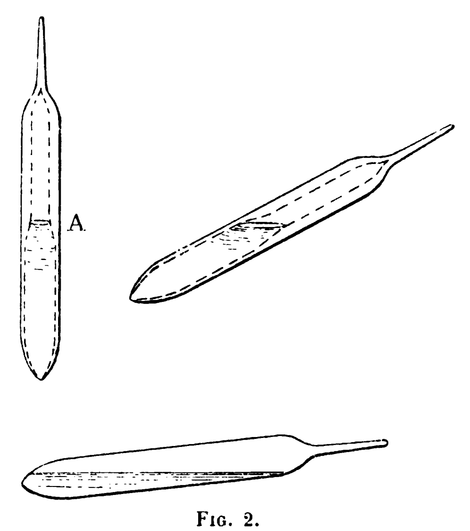


Fig. 2.

On voit, d'ailleurs, se former peu à peu au-dessus du niveau une couche de vapeur dense, surtout au voisinage du point critique. Par une agitation légère cette couche donne naissance à des stries ondoyantes.

Au-dessus de la température critique c'est également là où a dis-

paru le niveau que la température varie le plus rapidement avec la hauteur.

V. — Dans toutes les expériences, une fois la température critique dépassée, le contenu du tube est homogène, si les thermomètres sont d'accord, hétérogène dans le cas contraire. Remarquons en passant que cette observation est relative à un gaz très pur.

VI. — Avec le tube précédent, ainsi qu'avec d'autres tubes diversement remplis, l'hétérogénéité du contenu peut être obtenue artificiellement, au-dessus de la température critique, en produisant une différence de température entre les deux moitiés du tube. Celui-ci ayant été conservé pendant plusieurs jours ou même plusieurs mois au-dessus de la température critique, à + 18° par exemple, la moitié inférieure du tube est plongée dans de l'eau à + 12° (soit 2° au-dessus du point critique), la moitié supérieure du tube est tenue à la main. On voit alors ruisseler le long des parois le gaz contracté par refroidissement, comme on verrait de l'air s'élever le long d'une paroi échauffée. Au bout d'une demi-minute on peut retirer le tube : les génératrices offrent alors l'aspect représenté *fig.* 2, et l'on voit en A une zone de transition semblable à celle qu'on observe dans les tubes de Natterer, mais un peu plus épaisse cependant : la cause de la différence de température étant ici extérieure au tube, il y a évidemment diffusion de la chaleur par les parois.

En inclinant peu à peu le tube, cette zone s'étale et par suite s'amincit, donnant presque l'illusion d'un niveau de liquide.

Laissant la température s'uniformiser dans l'air ambiant à + 18°, le phénomène précédent est encore perceptible au bout d'une heure.

L'expérience réussit encore même si aucun point du tube n'est refroidi au-dessous de + 18°.

Si le tube a été enfermé pendant plusieurs heures dans une armoire où la température soit constante, on ne constate, en le retournant, aucun mouvement dans la masse fluide, et le tube paraît vide ; son contenu est alors homogène.

On peut représenter graphiquement les résultats qui précèdent ; il convient de tenir compte en même temps des pressions hydrostatiques dues à la pesanteur des fluides, en les exagérant toutefois beaucoup [1].

---

[1] Si l'on voulait représenter à la fois des variations de pression de plusieurs atmosphères et des variations de pression de quelques millimètres d'eau, la figure serait de dimensions inacceptables.

Sur l'axe d'un tube de Natterer disposé verticalement, considérons une série de masses infiniment petites, et égales entre elles, de liquide ou de vapeur. Le lieu des points figuratifs de ces masses caractérisera l'état du tube à un instant donné (*fig.* 3 et 4); supposons qu'au début la température soit uniforme, et la saturation réalisée ; le lieu des points figuratifs sera un arc AMNB d'isotherme. Le niveau correspond à la partie MN, et la distance verticale des points A et B représente la différence entre les pressions qui s'exercent aux extrémités du tube. Cette différence est évidemment invariable pour un tube donné.

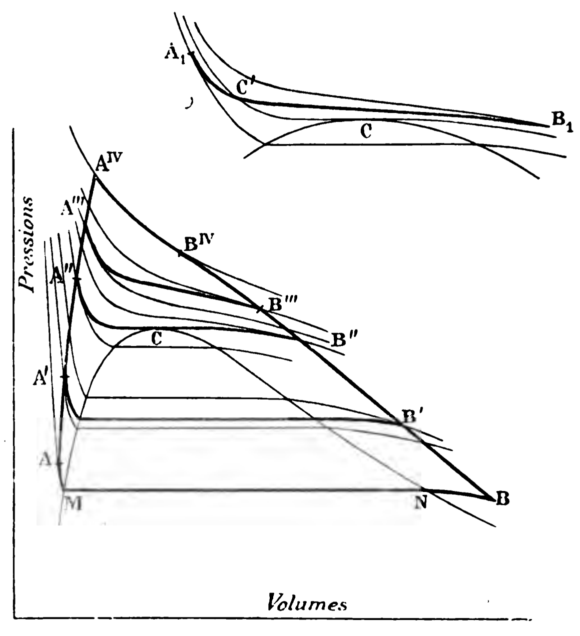


Fig. 3 et 4.

Quand on élève la température, la vapeur s'échauffe plus vite que le liquide, la ligne figurative devient telle que A'B', A' et B' étant situés sur deux isothermes différentes.

La ligne A'B' continuant à s'élever devient tangente à la courbe SS' au point critique même, où viennent évidemment se confondre M et N.

La température et la pression critique sont réalisées au niveau même, mais la densité ne présente plus de discontinuité quand on

passe du liquide à la vapeur, et, par suite, le niveau est rigoureusement invisible.

La forme générale de la ligne A″CB″ exprime, conformément à l'observation, que la presque totale variation de la densité se produit sur une hauteur de quelques millimètres, au voisinage du niveau.

La ligne figurative, continuant à s'élever, conserve la même forme générale, et coupe l'isotherme critique en un point C′ (*fig.* 4) de plus en plus voisin de A. La surface de séparation du liquide et de la vapeur se rapproche de la partie inférieure du tube, mais rien n'indique où elle se trouve à un instant donné, car, suivant une ligne de transformation telle que $A_1C'B_1$, on passe sans transition visible de l'état liquide à l'état gazeux (Andrews).

La température critique étant dépassée, la ligne figurative devient telle que A‴B‴, et, quand l'équilibre de température est établi, cette ligne se confond avec un arc d'isotherme $A^{IV}B^{IV}$.

Le lieu des points AA′... et celui de BB′... forment avec $A^{IV}B^{IV}$ une ligne qui enveloppe la courbe SS′. Dans le cas d'un fluide non pesant, et en supposant la température constamment uniforme et la saturation toujours réalisée, cette ligne se confondrait avec SS′ jusqu'à la température pour laquelle le niveau atteindrait l'une des extrémités du tube. On serait dans le cas théorique.

Une discussion très simple montrerait que les lignes $AA^{IV}BB^{IV}$ ont bien la forme générale indiquée.

La formule de M. Sarrau [1] permet de calculer, pour l'anhydride carbonique, les différences de densité résultant d'un défaut d'uniformité de la température.

Le calcul, fait par une méthode d'approximations successives, donne les résultats indiqués au tableau suivant : T_c et V_c désignent la température et le volume spécifique critique ; T et V, T′ et V′, les températures et volumes spécifiques de la vapeur et du liquide. L'instant considéré est celui où le niveau arrive au point critique (courbe A″CB″).

Vapeur $T - T_c$	Liquide $T_c - T'$	$T - T'$	Vapeur $V - V_c$	Liquide $V_c - V'$	$V - V'$
0°,000302	0°,000306	0°,000608	2 % V_c	2 % V_c	4 % V_c
0°,0053	0°,0062	0°,0115	5 % »	5 % »	10 % »
0°,04	0°,04	0°,08	10 % »	9 % »	19 % »
0°,04	0°,054	0°,094	10 % »	10 % »	20 % »
0°,23	0°,24	0°,47	20 % »	15 % »	35 % »
0°,23	0°,43	0°,66	20 % »	20 % »	40 % »

(1) *Comptes rendus*, t. CI, p. 941 et 1145.

Les causes des inégalités de température observées sont les suivantes :

1° La masse du liquide est, à volume égal, beaucoup plus grande que celle de la vapeur ;

2° La vaporisation est, pour le liquide, une cause de refroidissement ;

3° La chaleur spécifique du liquide croît avec la température, dépasse celle de l'eau à une distance sensible du point critique, et devient infinie en ce point [1].

Explication des phénomènes présentés par les tubes de Natterer.

I. — D'après ce qu'on vient de voir, les choses se passent comme si, au point critique, les densités du liquide et de la vapeur étaient différentes. Or, dans un tube où la densité moyenne est comprise entre celle du liquide et celle de la vapeur, le niveau existe ; par suite, le niveau pourra être observé, jusqu'à ce qu'il arrive à la température critique, avec des tubes dans lesquels la densité moyenne peut varier dans le rapport de 10 à 15.

De plus, le niveau doit peu se déplacer pendant l'échauffement. Si la densité moyenne est inférieure à la densité critique, la vapeur occupe plus de la moitié du tube ; comme elle se surchauffe et demeure constamment moins dense que si elle était saturée à la température du niveau, le liquide a beaucoup moins de vapeur à fournir que si la saturation était réalisée. Au point de vue de la variation de volume, la dilatation du liquide compensera en grande partie la vaporisation.

Si la densité moyenne dépasse la densité critique, le niveau doit s'élever, parce que le liquide se dilate et par suite de la condensation finalement totale de la vapeur. Or, cette condensation ne se produit pas, la vapeur étant surchauffée, et l'une des deux causes de l'ascension du niveau est supprimée.

II. — Quand le niveau arrive à la température critique, la pression au niveau même est nécessairement égale à la pression critique (*fig.* 3) ; elle est, aux effets de pesanteur près, la même dans tout le tube et, par suite, est indépendante du remplissage dans les limites où le niveau est observable jusqu'au point critique. Ce résultat est conforme à l'observation.

---

[1] Il résulte des expériences faites par M. Mathias (*C. R.*, t. CIX, p. 404) qu'à $0^{\circ},5$ au-dessous de la température critique la chaleur spécifique de l'anhydride sulfureux liquide est sensiblement triple de celle de l'eau.

III. — En arrivant à la température critique, le niveau disparaît dans une couche de transition où la densité varie d'une manière continue (effets de mirage). Ce phénomène, dont on a vu l'explication, se produira toujours quand on atteindra le point critique par élévation de la température. L'échauffement ne pouvant être infiniment lent, et la chaleur spécifique du liquide devenant infinie, des inégalités de température se produiront nécessairement, ayant leur maximum d'effet au point critique, où le coefficient de dilatation à pression constante devient infini.

Cette couche de transition ne saurait être considérée comme étant un état transitoire du ménisque. La *fig.* 4 montre, en effet, que le niveau C′ descend progressivement vers le bas du tube, en restant complètement invisible, et abandonne la zone de transition. Celle-ci, constituée alors par du gaz, marque seulement la région du tube où se sont produites les inégalités de température.

La formation de stries, au voisinage du lieu de disparition du niveau, s'explique aisément si l'on considère que, d'après le tableau précédent, de très faibles différences de température suffisent à produire de notables variations de densité.

IV. — Il est évident que, si on agite fréquemment les tubes pendant l'échauffement, les inégalités de température disparaîtront presque complètement, ainsi que les phénomènes qui en dépendent. Il en sera de même si on atteint la température critique par refroidissement.

L'influence de la pesanteur produit des effets analogues aux précédents, auxquels ils s'ajoutent, mais beaucoup plus faibles.

Étant donné un tube de Natterer, maintenu à la température critique, la ligne figurative de l'état du tube, si l'on tient compte de la pesanteur, est un arc de l'isotherme critique, et comprend le point critique pour un remplissage convenable. Au voisinage du *niveau critique*, où la compressibilité devient infinie, la variation du volume spécifique atteint, d'après les calculs de M. Gouy [1], 2 0/0 du volume critique sur une hauteur de $3^{mm},86$ et 4 0/0 sur une hauteur de $30^{mm},96$.

Mais les variations correspondantes de l'indice sont très faibles, même pour la hauteur de $30^{mm},96$, qui dépasse celle de la zone de transition ordinairement observée. En effet, l'indice de l'anhydride carbonique liquide est seulement 1,196 à + 15° (Bleekrode), et l'in-

[1] *Comptes rendus*, t. CXV, p. 720.

dice critique est 1,12, si on admet la constance du rapport $\frac{n-1}{D}$; à des variations de volume spécifique de 2 0/0 et 4 0/0 correspondent par suite des variations d'indice égales à 0,0024 et 0,0048. Pour cette dernière valeur, l'écartement apparent de deux génératrices extérieures du tube ne varie, par l'effet de la réfraction, que de 1 0/0 sur la hauteur de 30^{mm},96 considérée. La variation de l'écartement est au contraire de 6 0/0 (¹), et peut être appréciable pour une variation de volume spécifique de 20 0/0, correspondant, ainsi qu'on l'a vu, à une différence de température de 0°,094, très inférieure à celles observées dans les expériences I et III. Une différence de température de 0°,0006 suffirait, d'ailleurs, à produire le même effet que la pesanteur agissant sur une hauteur de 30^{mm},96.

Il semble donc que le défaut d'uniformité de la température soit la cause principale des phénomènes observés.

Planimètre de M. Petersen ;

PAR M. LAMOTTE.

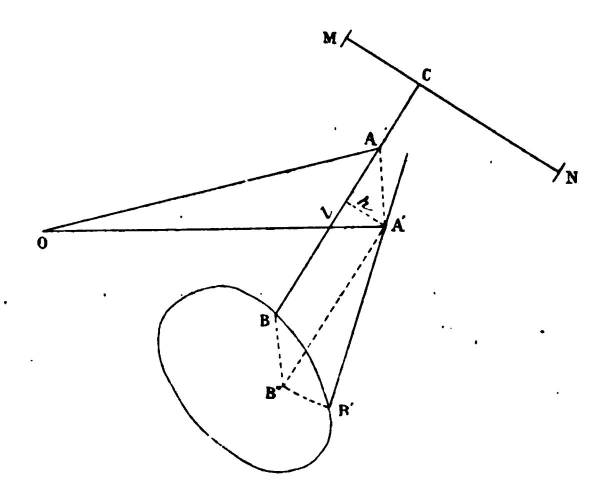
Ce planimètre se recommande par sa construction et son maniement très simple.

Une tige OA porte à son extrémité O une pointe perpendiculaire à sa direction, qui sert à la fixer en un point convenablement choisi dans le plan de la courbe qu'il s'agit de mesurer ; elle tourne librement autour de cette pointe. Une deuxième tige CAB est articulée à l'extrémité A de la première et peut tourner autour de ce point ; elle porte à son extrémité B un style auquel on fait décrire la courbe. En C la tige se termine par une sorte d'étrier qui peut glisser sur la tige MN, de manière que celle-ci reste toujours perpendiculaire à CB. Cette tige MN est supportée par deux roulettes à ses extrémités M et N. Grâce à l'adhérence de ces roulettes sur le papier, la tige MN peut bien, pendant le mouvement du point B, se déplacer par la rotation des roulettes, mais elle ne saurait éprouver de glissement suivant sa

---

(¹) Ces résultats sont sensiblement les mêmes dans des tubes de dimensions différentes.

propre direction : tant qu'on n'exerce pas sur elle d'efforts supérieurs à ceux qu'exige le fonctionnement normal de l'appareil.



Pour mesurer l'aire d'une courbe, on fixe la pointe O en un point du papier, extérieur ou à la courbe. Comme le style B doit pouvoir décrire toute la courbe, il est nécessaire que le point de cette courbe le plus éloigné du point O soit à une distance inférieure à OA + AB. Il sera impossible, dans ces conditions, que l'angle OAB atteigne la valeur de 180°, et quand le style B sera revenu à son point de départ, les droites OA, AB auront repris leur position primitive ; la droite MN aura repris sa direction, mais ses extrémités se seront déplacées suivant cette direction d'une longueur proportionnelle à l'aire limitée par la courbe.

En effet, soit OAB la position de l'instrument à un instant donné, et soit OA'B' une position très voisine de la première.

Par le point A', menons A'B'' parallèle et égale à AB. Nous pouvons imaginer qu'on ait amené AB en A'B' par une translation de AB en A'B'' suivie d'une rotation autour de A', de A'B'' en A'B'. L'aire balayée par AB pendant le déplacement se composera donc de deux termes :

1° L'aire du parallélogramme AA'B''B. S'il est la longueur de AB, cette aire est égale à

$$lh$$

h étant la hauteur du parallélogramme, c'est-à-dire la projection de

la translation sur la perpendiculaire à AB, c'est-à-dire précisément sur la direction MN; 2° l'aire du secteur circulaire A′B″B′... en appelant θ l'angle B″A′B′, cette aire est égale à

$$\frac{1}{2} l^2\theta.$$

Par conséquent, à des infiniment petits près d'ordre supérieur, l'aire décrite pendant le déplacement élémentaire considéré sera :

$$lh + \frac{1}{2} l^2\theta.$$

Faisons la somme de toutes ces aires élémentaires pour un tour complet du style B. Si la courbe a la forme indiquée sur la figure, il est clair que l'aire intérieure à la courbe n'est balayée qu'une seule fois par la tige AB, tandis que l'aire extérieure est balayée deux fois en sens contraire : si donc, nous convenons de donner le signe + aux aires balayées quand AB se déplace dans un certain sens, le signe —, quand AB se déplace dans le sens opposé, la somme algébrique des aires décrites pendant le tour du style B sera égale en valeur absolue à l'aire S limitée par la courbe. Donc :

$$(1) \qquad S = l \int h + \frac{1}{2} l^2 \int \theta.$$

Or, dans le cas de la figure, AB revient à sa direction primitive sans que l'angle OAB ait pris la valeur de 180° ; par conséquent :

$$\int \theta = 0.$$

Il reste donc :

$$S = l \int h.$$

Mais, d'après la définition de h, $\int h$ représente bien le déplacement de la tige MN le long de sa direction primitive : la proposition que nous avons avancée est donc démontrée.

Il est facile de généraliser cette proposition en l'étendant au cas où la courbe présente des sinuosités. Un élément d'aire pris à l'intérieur de la courbe pourrait être parcouru $2n + 1$ fois et un élément extérieur ne le serait que $2n$ fois, n fois dans un sens, n fois en sens

contraire : la somme algébrique des aires décrites représenterait encore l'aire de la courbe.

Pour une valeur donnée de l'aire, le déplacement à mesurer est inversement proportionnel à l : la détermination de S sera donc d'autant plus précise que l sera plus petit.

Afin de pouvoir donner à l différentes valeurs, la tige AB est formée de deux parties : un manchon fixe en A et une tige glissant dans ce manchon, dans lequel elle peut être serrée par une vis de pression ; c'est cette tige qui porte le style B. En faisant varier le tirage, on donne à l la valeur qui paraît la plus avantageuse.

SÉANCE DU 6 MARS 1896.

PRÉSIDENCE DE M. BOUTY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 21 février 1896 est lu et adopté.

Sont élus membres de la Société :

MM. GAILLARD, professeur au Lycée de Brest.
HIGISMOND (frère), professeur à l'École des Francs-Bourgeois, à Paris.
MARTIN (Georges), ingénieur de la Station d'éclairage électrique, à Bar-le-Duc.
MOINE, préparateur de physique au Lycée de Brest.
QUEFFELLEC (Auguste), professeur au collège Notre-Dame-des-Dunes, à Dunkerque.

M. LE PRÉSIDENT annonce la perte regrettable que la Société vient de faire en la personne de M. *Pasquier*, docteur en médecine, à Évreux.

LE PRÉSIDENT communique l'invitation de M. *Dislère*, président de l'Association française pour l'avancement des sciences, de faire représenter la Société au Congrès de Tunis. Les membres qui désirent remplir cette mission sont invités à adresser leurs demandes au Bureau.

MM. IMBERT et BERTIN-SANS, de Montpellier, adressent à la Société d'intéressantes photographies obtenues par la méthode du professeur Röntgen. Ces photographies figureront à l'Exposition de Pâques.

M. PELLAT donne lecture d'une note de M. *Lagrange* (de Bruxelles) sur les rayons X de M. Röntgen. Deux points y sont établis :

1° A l'inverse des rayons cathodiques, les rayons X, qui en dérivent, ne sont déviés par l'aimant ni dans l'air, ni dans le vide ;

2° Un condensateur, joint en dérivation au tube de Crookes, permet d'uti-

liser les deux électrodes du tube, pour la production des rayons X, et cela sans changer le sens du courant primaire.

M. Pellat fait observer que ce fait est expliqué par la décharge oscillante du condensateur qui fait de chacune des électrodes, alternativement, la cathode et l'anode.

M. Pellat fait ressortir la nécessité de fonder l'électrostatique sur d'autres bases que les lois de Coulomb, parce que celles-ci sont inapplicables dans le cas d'un diélectrique hétérogène. Il est arrivé à établir toutes les relations connues de l'électrostatique dans le cas d'un diélectrique homogène ou hétérogène sans faire d'hypothèses, en se basant uniquement sur les expériences les plus classiques et sur quelques principes d'ordre très général.

Ce travail a paru *in extenso* dans *les Annales de Physique et de Chimie*, en mai 1895. Il lui a permis de diriger dans un sens convenable des expériences qu'il avait entreprises pour étudier l'action du champ électrique sur la surface de séparation de deux diélectriques non électrisés.

M. Pellat établit que la surface de séparation de deux diélectriques non électrisés est le siège de *forces normales à la surface, dirigées dans le sens où le pouvoir inducteur spécifique diminue, et égales à la différence d'énergie électrique par unité de volume de part et d'autre de la surface* $\left(f = \frac{K_1\varphi_1^2}{8\pi} - \frac{K_2\varphi_2^2}{8\pi}\right)$.

Ces forces électriques peuvent ainsi avoir une direction quelconque par rapport aux lignes de forces.

M. Pellat expose ensuite les expériences qui, dans le cas des diélectriques solides entourés d'air, lui ont permis de vérifier l'exactitude de cette loi. Une lame d'ébonite épaisse est suspendue au plateau d'une balance entre les armatures d'un condensateur parallèles aux larges forces de la lame. La base inférieure de celle-ci est environ à mi-hauteur des armatures, et la base supérieure est située bien au-dessus des armatures. Dans ces conditions, l'équilibre étant établi, on voit, conformément à la théorie, la lame s'enfoncer entre les armatures, quand on porte celle-ci à des potentiels différents. En mettant des poids dans l'autre plateau, on peut mesurer cette force électrique. On trouve ainsi qu'elle est exactement égale à la valeur qu'on peut calculer, *a priori*, au moyen des formules établies, d'après la valeur du carré de la différence du potentiel (mesuré par l'électromètre de MM. Bichat et Blondlot), d'après le pouvoir inducteur spécifique de la lame (mesuré par l'appareil présenté l'année dernière à la Société par M. Pellat) et d'après les dimensions géométriques.

M. Abraham fait observer que l'expérience de M. Pellat, étant faite sur un solide, ne permet pas de préciser le siège de la force motrice. Ce siège serait peut-être, non pas à la surface de séparation des deux diélectriques du condensateur, suivant les idées de M. Pellat, mais à la hauteur des bords des armatures, conformément aux anciennes idées de polarisations et d'actions à distance.

M. RAVEAU, à l'appui de cette objection, pense que c'est la méthode de démonstration de M. Pellat, qui fixe le siège des forces au point où il imagine la déformation du condensateur ; que, s'il imaginait la déformation sur les bords des armatures, il trouverait des forces motrices sur ces bords.

M. PELLAT ne croit pas que l'on puisse expliquer l'action d'un champ électrique sur un diélectrique non électrisé par l'hypothèse de la polarisation, parce que celle-ci ne rend plus compte des forces agissant sur les conducteurs, quand on change la nature du diélectrique homogène interposé.

Quant à l'objection de M. Raveau, M. Pellat reconnaît qu'il a admis *a priori* que la force avait pour point d'application la surface de séparation des deux diélectriques et que, si l'on admet un autre point d'application, on trouvera un autre résultat.

Ce qui est mis hors de doute dans sa communication, c'est qu'il existe des forces électriques agissant sur les diélectriques non électrisés et que la résultante de ces forces se calcule exactement par les relations qu'il a employées : $dT = \frac{1}{2} V^2 dC$.

M. DUPERRAY a repris une expérience faite par M. Villari, en 1873, et qui est en contradiction avec des expériences postérieures de MM. Bichat et Blondlot et de M. Curie.

Un cylindre de flint, tournant autour de son axe perpendiculaire à un champ magnétique uniforme, est traversé par un rayon lumineux parallèle au champ.

D'après M. Villari, le pouvoir rotatoire magnétique du cylindre diminue à mesure que sa vitesse augmente, et s'annule quand cette vitesse dépasse 200 tours par seconde.

M. Duperray, pour réfuter cette assertion, établit deux faits :

1° La force centrifuge fait acquérir au cylindre une biréfringence uniaxe, l'axe optique étant l'axe du cylindre. En effet, un rayon polarisé rectilignement donne lieu, à la sortie, à une vibration elliptique, sauf pour deux directions privilégiées, celle de l'axe et la direction perpendiculaire ;

2° Le pouvoir rotatoire est indépendant de la vitese du cylindre.

En effet, la lumière, polarisée dans le voisinage de l'un des deux azimuts privilégiés, *pour éviter l'influence perturbatrice de la biréfringence accidentelle*, subit, dans le voisinage de ces directions, une rotation indépendante de la vitesse du cylindre.

Cette vitesse a atteint 200 tours par seconde, et la rotation du plan de polarisation, observée au saccharimètre Laurent, n'a pas dépassé 5°, de façon que, le plan de polarisation demeurant dans le voisinage des directions privilégiées, l'influence de la double réfraction fut insensible.

M. Duperray attribue la conclusion de M. Villari, à quelque cause d'erreur, notamment à la biréfringence, communiquée au cylindre par sa rotation.

M. H. BECQUEREL dit qu'il a autrefois repris l'expérience de M. Villari et

constaté, lui aussi, que, faite correctement, elle ne montre aucune influence de la rotation du cylindre sur le plan de polarisation.

M. Henri Becquerel, à la demande de M. le Président, rend compte des premières expériences qu'il a exécutées sur l'émission de radiations invisibles par les sels d'uranium. Ces radiations impressionnent une plaque photographique au travers du papier noir, d'une plaque d'aluminium, ou d'une plaque de cuivre, et ont diverses propriétés communes avec les rayons X. Elles traversent facilement une plaque mince de verre. Divers sulfates doubles d'uranyle et de potassium, de sodium, d'ammonium, et le nitrate d'urane cristallisé ont donné des effets peu différents les uns des autres.

La pose doit être de plusieurs heures pour avoir des effets suffisamment nets.

Un fait important est que les expériences précédentes réussissent également bien, non seulement quand les corps fluorescents sont exposés à la lumière du jour, mais encore quand ils sont maintenus à l'obscurité à l'abri de radiations excitant la fluorescence.

Plus de trois jours après avoir été soustraits à toute action excitatrice, les corps ci-dessus mentionnés ont émis des radiations donnant des effets très énergiques.

La blende hexagonale, très phosphorescente, n'a manifesté aucun phénomène de cet ordre.

M. H. Becquerel montre à la Société quelques-uns des clichés qu'il a obtenus.

M. de Chardonnet fait observer que, si l'on attribue l'action photographique des expériences de M. Becquerel à des longueurs d'onde plus courtes que celles du spectre solaire (comme on en a émis l'idée pour les rayons X de M. Röntgen), cette hypothèse met en défaut la loi de Stokes. Il attribuerait plus volontiers à ces radiations une longueur d'onde plus grande que celle du spectre solaire.

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Électrostatique non fondée sur les lois de Coulomb.
Forces agissant sur un diélectique non électrisé.

PAR M. H. PELLAT.

I

Quand Newton eut déduit des lois de Képler les lois de l'attraction universelle, il a énoncé celles-ci en disant : *Tout se passe comme si les corps célestes s'attiraient suivant la droite qui joint leur centre,* etc. Le grand savant anglais indiquait par là même qu'il ne croyait nullement à une attraction réelle s'exerçant à distance entre les astres, et qu'il donnait seulement une équivalence mathématique des actions produites dans le champ où ils se meuvent. Peu à peu on a négligé dans l'énoncé des lois cette prudente réserve, et l'on a pris l'habitude de parler de forces *agissant à distance.* Rien pourtant ne paraît plus impossible à concevoir que des forces agissant à distance entre deux corps sans intermédiaire.

Mais il y a plus : cette équivalence mathématique des actions réelles, exprimée par les lois de Newton ou par celles de Coulomb concernant le magnétisme et l'électricité, peut cesser d'être exacte si l'on se place dans d'autres conditions que celles où les phénomènes ont été étudiés. C'est ce qui a lieu pour les lois de Coulomb relatives à l'électricité : tant que le diélectrique dans lequel sont noyés les corps électrisés est homogène, ces lois ont toujours conduit à des conséquences parfaitement vérifiées par l'expérience; mais si, dans le champ électrique, existent divers diélectriques de nature différente, ces lois ne sont plus applicables. On a essayé de se servir encore des lois de Coulomb dans ce cas, en imaginant des masses électriques *fictives* (couches de polarisation, par exemple), fictives en ce sens qu'elles échappent à une détermination expérimentale directe, et qu'elles ne doivent pas figurer dans l'expression $\frac{1}{2}\sum MV$ de l'énergie électrique, sous peine de fournir une expression inexacte de cette énergie et de conduire à des conséquences démenties par l'expérience. C'est donc un procédé dangereux; en outre, il est à peu près stérile.

Maxwell a montré qu'il y avait une équivalence mathématique entre les conséquences des lois de Coulomb et les conséquences qu'on peut déduire de l'idée que le diélectrique, dans un champ électrique, est le siège de forces de tension suivant les lignes de force et de pression, suivant les directions normales à ces lignes, *quand le diélectrique est homogène*, remplaçant ainsi l'idée inadmissible de forces à distance, par l'idée parfaitement acceptable d'une action de milieu. Mais, depuis, on a voulu voir une réalité dans ces forces de tension et de pression, et on a cherché leur effet, non à l'intérieur d'un diélectrique homogène, où elles sont difficiles à mettre en évidence, puisqu'elles se font mutuellement équilibre au moins pour les corps incompressibles, mais à la surface de séparation de deux diélectriques, de nature différente où leur résultante n'est plus nulle et peut produire le mouvement de la matière. Or, en procédant ainsi, on fait une hypothèse, puisque l'équivalence n'est établie que pour le cas d'un diélectrique homogène. Quoique les conséquences tirées de cette hypothèse, en ce qui concerne la surface de séparation de deux diélectriques, ne soient pas démenties par les expériences faites jusqu'ici, il ne s'ensuit pas que l'existence des tensions et des pressions dans le milieu électrique soit une réalité : M. H. Poincaré (*Électricité et Optique*, §§ 79, 80, 82, 83 et 84) a montré que cette hypothèse n'était pas nécessaire pour expliquer les phénomènes électrostatiques par des actions de milieu, et qu'elle ne pouvait être acceptée qu'en la modifiant.

Pour exposer l'électrostatique, il m'a paru plus sage de laisser de côté toute hypothèse et de l'édifier sur des bases expérimentales, comme on le fait habituellement, du reste, quand on part des lois de Coulomb, mais en élargissant ces bases, de façon à comprendre dès le début le cas de plusieurs diélectriques placés dans le champ et en laissant, par conséquent, de côté les lois de Coulomb, puisqu'elles sont inapplicables dans ce cas ; tel a été l'objet d'un mémoire qui a paru dans les *Annales de Chimie et de Physique*, le 1er mai 1895. Les expériences, en petit nombre, sur lesquelles je m'appuie sont des expériences bien connues, la plupart tout à fait classiques ; je me suis appuyé, en outre, sur les principes de la thermodynamique et sur trois principes spéciaux à l'électricité, qui sont d'ordre expérimental, comme les principes de la dynamique ou ceux de la thermodynamique, et qui paraissent tellement évidents que deux d'entre eux, au moins, ont presque toujours été admis implicitement jusqu'ici.

La marche suivie est, du reste, tout aussi simple que celle fondée sur les lois de Coulomb, et je pense qu'elle pourra prendre facilement place dans l'enseignement; c'est pourquoi j'ai donné une forme presque didactique au mémoire, en reproduisant plusieurs fois des démonstrations très connues, quand cela m'a paru nécessaire à l'intelligence de l'ensemble.

On arrive ainsi aux relations habituelles, mais généralisées par l'introduction du pouvoir inducteur spécifique, qui caractérise le milieu diélectrique considéré, et à des relations relatives aux diélectriques en partie nouvelles, en partie connues déjà, mais déduites alors jusqu'ici de théories hypothétiques.

II

Nous allons donner ici quelques indications sommaires sur la marche suivie en renvoyant au mémoire précité pour plus de détail.

Au début, une *quantité d'électricité* est définie comme une grandeur, au moyen de l'expérience classique du cylindre de Faraday:

1° Deux corps sont dits avoir la même *quantité d'électricité* (ou même *charge*) quand, introduits successivement dans le cylindre de Faraday, l'aiguille de l'électromètre, qui communique avec lui, donne la même indication;

2° Un corps A est dit avoir une charge n fois plus grande que celle d'un corps B quand, introduit seul dans le cylindre de Faraday, l'aiguille donne la même indication que pour n corps de même charge que B introduits simultanément. Du cas de n entier, on passe aisément au cas de n fractionnaire ou incommensurable;

3° Un corps A électrisé positivement est dit avoir la même charge en valeur absolue qu'un corps B électrisé négativement quand, A et B étant introduits simultanément dans le cylindre, la déviation de l'aiguille reste nulle.

En considérant comme des grandeurs positives et négatives les charges des corps électrisés positivement ou négativement, la loi de la conservation de l'électricité s'énonce ainsi :

« Quelles que soient les modifications mécaniques, physiques, chimiques, etc., qu'éprouve un système isolé, au point de vue électrique, la somme algébrique des charges électriques des diverses parties du système reste constante. »

Le cylindre de Faraday permet la vérification de cette loi dans tous les cas particuliers qu'on peut imaginer.

L'expérience prouve qu'un petit corps électrisé C, placé en un point déterminé A d'un champ électrique, y est soumis à une force dont la direction ne dépend pas de C, dont le sens change suivant que C est électrisé positivement ou négativement, et dont l'intensité est proportionnelle à la charge de C ; d'où la définition suivante : *la direction et le sens du champ en un point* A sont la direction et le sens de la force agissant sur un petit corps C, électrisé positivement, placé en A ; le quotient de cette force par la charge du corps C est l'*intensité du champ* en A.

Les lignes de force, les tubes de force se définissent ensuite à la façon habituelle.

Les propriétés bien connues des *écrans électriques* montrent que l'électrisation et le champ sont nuls à l'intérieur d'un conducteur homogène en équilibre électrique. Mais il peut ne pas en être ainsi à l'intérieur d'un conducteur hétérogène : en séparant normalement un disque de cuivre et un disque de zinc appliqués l'un contre l'autre, on les trouve légèrement électrisés ; or, comme ce n'est pas la séparation normale qui a pu produire l'électrisation, il faut en conclure que les disques de cuivre et de zinc, au contact, formaient un conducteur hétérogène, électrisés à son intérieur dans le voisinage de la surface commune au cuivre et au zinc. Ces phénomènes, et bien d'autres, montrent l'action de la matière sur l'électricité, c'est-à-dire l'existence des forces appelées *pondéro-électriques*. Elles viennent compliquer l'énoncé des phénomènes électrostatiques, si l'on veut que ces énoncés soient rigoureux. Dans bien des cas, il est vrai, on peut les négliger ; mais il n'en est pas toujours ainsi, dans les piles, par exemple, où elles jouent un rôle capital. Il faut donc en tenir compte en général ; c'est ce qui a été fait.

La dernière des lois expérimentales sur laquelle je m'appuie est la loi de Faraday.

« La quantité d'électricité qui se développe sur la surface interne d'une enveloppe conductrice fermée est égale et de signe contraire à la somme algébrique des quantités d'électricité contenues à l'intérieur de l'enceinte. »

Cette loi se démontre aisément au moyen du cylindre de Faraday.

Arrivons maintenant à la définition de quelques grandeurs électriques.

On déduit des principes de la thermodynamique que, dans l'état d'équilibre électrique, le travail des forces électriques prises seules (et non le travail de l'ensemble des forces électriques et pondéro-électriques) agissant sur un petit corps électrisé C, est nul quand ce corps décrit une ligne fermée dans un champ électrique; le travail W des forces électriques seules agissant sur C, quand il voyage d'un point A à un point B du champ, ne dépend donc pas du chemin parcouru pour aller de A à B; en outre, comme ce travail est proportionnel à la charge m du point C, le quotient par m ne dépend que de la position des deux points A et B du champ et nullement des propriétés du point C; par définition, c'est ce quotient $\frac{W}{m}$ qui est pris pour l'*excès de potentiel* du point A sur le point B. Le potentiel n'est ainsi défini que dans l'état d'équilibre, les forces électriques ne dérivant pas toujours d'un potentiel dans le cas où l'électricité est en mouvement.

On déduit de là les relations connues qui existent entre les dérivées du potentiel V par rapport aux coordonnées d'un point du champ et les composantes X, Y et Z du champ,

$$\left(X = -\frac{\partial V}{\partial x}, \qquad Y = -\frac{\partial V}{\partial y}, \qquad Z = -\frac{\partial V}{\partial z}\right),$$

la perpendicularité des lignes de force aux *surfaces équipotentielles*, et de nombreuses autres conséquences qui aboutissent à la mesure en valeur relative des différences de potentiel.

La *densité électrique superficielle* μ est définie expérimentalement au moyen d'un plan d'épreuve d'étendue s et du cylindre de Faraday qui en donne la charge m :

$$\left(\mu = \lim \frac{m}{s}\right)$$

La *densité électrique cubique* ρ est définie aussi en supposant une petite portion du diélectrique électrisé de volume v porté dans le cylindre de Faraday pour mesurer sa charge m :

$$\left(\rho = \lim \frac{m}{v}\right)$$

La *tension électrique* τ est définie à la façon habituelle :

$$\left(\tau = \lim \frac{f}{s}\right)$$

en désignant par f la force électrique qui agit normalement sur l'étendue s de la surface d'un conducteur.

La définition du *pouvoir inducteur spécifique*, ou *constante diélectrique*, est obtenue de la manière suivante : Considérons deux plateaux conducteurs parallèles A et B à une distance très petite vis-à-vis de leur diamètre. Supposons qu'on puisse détacher la portion centrale a de l'un des plateaux A du reste, qui forme ainsi un anneau de garde a', et qu'un écran communiquant avec a' empêche l'électrisation de la face de a qui ne regarde pas B. En établissant une même différence de potentiel entre A et B, détachant a et le portant par un manche isolant dans un cylindre de Faraday, on constate que la charge prise par a dépend de la nature du diélectrique interposé entre A et B. On appelle *pouvoir inducteur spécifique*, ou *constante diélectrique*, le rapport de la charge Q prise par a quand le diélectrique considéré remplit l'intervalle compris entre les plateaux A et B à la charge q, prise par a pour la même différence de potentiel quand le vide existe entre les plateaux.

Passons maintenant à l'énoncé des trois principes dont nous avons parlé plus haut.

Le principe de la *superposition des états électriques* est le suivant :

Considérons un système de conducteurs et de diélectriques invariables soustrait à toute action extérieure, les diélectriques ayant un pouvoir inducteur spécifique indépendant de la valeur du champ ; si divers états électriques E_1, E_2, E_3, etc..., de ce système, donnent sur un même petit corps électrisé C, conservant toujours la même charge et placé au même point A du système, des forces f_1, f_2, f_3, etc. ; en plaçant en chaque point du système la somme algébrique des charges correspondant aux états E_1, E_2, E_3, etc. (*états composants*), on obtient un état (*état de superposition*), tel qu'en A la force agissant sur C est la résultante des forces f_1, f_2, f_3, etc.

Le *principe des modifications infiniment lentes* consiste en ce qu'une déformation infiniment lente d'un système électrisé dans laquelle chaque partie homogène à température uniforme des conducteurs conserve la même charge totale, ou bien le transport infiniment lent

d'électricité entre conducteurs homogènes et de même nature ne peut donner lieu à aucune création ni destruction de chaleur.

Ces deux principes, presque toujours admis implicitement dans les démonstrations d'électrostatique, sont susceptibles de vérifications expérimentales directes. Le suivant ne peut pas être vérifié directement par l'expérience, mais, outre que toutes ses conséquences sont vérifiées, il apparaît comme nécessaire, quand on envisage les phénomènes électriques comme dus à des actions de milieu, d'où son nom.

Le principe d'*action de milieu* s'énonce ainsi : Une grandeur électrique A (densité superficielle, densité cubique, tension, etc.) a une valeur qui ne peut dépendre que de la valeur du champ et de ses dérivées, par rapport aux coordonnées, au point où l'on considère la grandeur A, ainsi que de la nature du milieu ou des milieux en ce point ou aux points infiniment voisins. Si dans deux états électriques toutes ces grandeurs ou qualités sont les mêmes, on aura pour A la même valeur, quand même, à une distance finie du point où l'on considère la grandeur, les états électriques ou les milieux sont tout différents.

J'ai fait une application continuelle de ce principe à la recherche des relations entre les grandeurs électriques, car, une relation étant établie dans un cas particulier simple, il permet de montrer que cette relation est générale.

C'est en s'appuyant sur les lois expérimentales précédemment exposées sur ces trois principes et sur les deux principes de la thermodynamique que j'ai pu établir par voie déductive les relations de l'électrostatique. Je me bornerai à indiquer ici l'ordre de ces déductions et les résultats [1].

La densité superficielle μ est proportionnelle à l'intensité ψ du champ considéré dans le diélectrique à la limite de la couche électrique qui recouvre le conducteur ($\psi = h\mu$).

La tension τ est proportionnelle au carré de la densité superficielle ($\tau = k\mu^2$).

[1] Le lecteur trouvera les démonstrations dans le mémoire précité.

Les coefficients h et k sont reliés par la relation $h = 2k$, ce qui dispense de conserver h ($\psi = 2k\mu$).

La densité cubique ρ est liée aux composantes X, Y et Z du champ et au potentiel par les relations :

$$2k\rho = \frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z} = -\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right) = -\Delta V.$$

C'est la relation de Poisson généralisée.

Pour définir les unités des grandeurs électriques, il convient de partir de la tension $\tau = \lim \frac{f}{s}$, qui, ne dépendant que des unités mécaniques et géométriques (dyne et centimètres carrés dans le système C. G. S.), a son unité définie par là même.

La densité superficielle μ, étant liée à la tension τ par la relation $\tau = k\mu^2$, a son intensité définie si on assigne une valeur numérique à k dans le cas où le diélectrique est le vide. Il serait logique de faire $k = 1$; mais, pour ne pas changer la forme des relations auxquelles nous sommes habitués, je prends $k = 2\pi$, de façon à avoir, dans le cas du vide, la relation connue :

$$\tau = 2\pi\mu^2$$

L'unité de densité superficielle étant fixée, l'unité de quantité d'électricité est fixée par la relation $\mu = \frac{m}{s}$ (dans le cas d'une densité μ constante).

Les définitions de la densité cubique, du champ, du potentiel, déterminent immédiatement leurs unités d'après l'unité d'électricité ainsi fixée.

La définition du pouvoir inducteur spécifique K et la considération des condensateurs plan conduisent aisément à la relation :

$$k = \frac{2\pi}{K}$$

Suivant l'usage, je conserve dans les formules le pouvoir inducteur spécifique K au lieu de k ; les relations déjà établies deviennent ainsi :

$$\tau = \frac{2\pi\mu^2}{K}, \qquad \psi = \frac{4\pi\mu}{K}, \qquad \frac{4\pi\rho}{K} = -\Delta V$$

Les connaissances précédentes suffisent pour établir la théorie de l'électromètre absolu de lord Kelvin, qui permet de mesurer en valeur absolue les différences du potentiel.

Elles suffisent aussi pour calculer la densité superficielle vers le milieu de deux plateaux métalliques parallèles très larges vis-à-vis de leur distance possédant une différence de potentiel déterminée. La mesure en valeur absolue de celle-ci et la mesure de la distance des plateaux font connaître cette densité en valeur absolue. En détachant une surface d'étendue mesurée de l'une des armatures, comme c'est possible au moyen de l'appareil qui a servi à la définition des pouvoirs inducteurs spécifiques, et en la portant dans le cylindre de Faraday, on pourra graduer cet appareil de façon à connaître en valeur absolue les charges électriques qu'on placera ensuite à son intérieur.

Il convient, pour aller plus loin, de donner la définition du flux d'induction à la façon ordinaire $\left(j = \int K\varphi \cos \omega ds\right)$.

L'application du théorème de Green, ou une autre démonstration plus simple, permet d'établir le théorème de Gauss :

« Le flux d'induction à travers une surface fermée renfermant un diélectrique homogène est égal au produit par 4π de la quantité d'électricité contenue à l'intérieur de la surface. »

De ce théorème découlent, comme corollaires, les propriétés suivantes des tubes de force :

« Quand un tube de force ne contient à son intérieur qu'un diélectrique non électrisé, le flux d'induction à travers une de ses sections quelconques a toujours la même valeur.

« Sur une même ligne de force d'un pareil tube, le sens du champ est toujours le même, et, par conséquent, le potentiel varie toujours dans le même sens. »

Il est établi ensuite que, de part et d'autre de la surface de séparation de deux diélectriques (1 et 2), les composantes normales ($\varphi_1 \cos \alpha_1$ et $\varphi_2 \cos \alpha_2$) du champ dans chacun des deux milieux sont reliées par la relation :

$$K_1\varphi_1 \cos \alpha_1 = K_2\varphi_2 \cos \alpha_2$$

K_1 et K_2 étant respectivement les pouvoirs inducteurs spécifiques des deux diélectriques. Quant aux composantes tangentielles du champ,

elles sont égales entre elles :

$$\varphi_1 \sin \alpha_1 = \varphi_2 \sin \alpha_2$$

et ont même direction et même sens.

Il en résulte que la ligne de force en traversant la surface de séparation, se brise en restant dans un plan normal à la surface (*plan d'incidence*) et que les angles α_1 et α_2 que font les directions des deux parties de la ligne de force avec la normale à la surface sont données par :

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{K_1} = \frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{K_2}$$

La première de ces trois relations montre que le flux d'induction ne change pas de valeur en traversant la surface de séparation de deux diélectriques. Cette propriété nous fait voir immédiatement que le théorème de Gauss énoncé plus haut dans le cas d'un diélectrique homogène est encore exact dans le cas d'un diélectrique hétérogène ; il en est donc de même de ses corollaires sur les propriétés des tubes et des lignes de force dans un milieu non électrisé.

Enfin, cette généralisation du théorème de Gauss permet de généraliser encore le théorème de Poisson, et de montrer que, dans le cas d'un diélectrique hétérogène, cette relation devient :

$$4\pi\rho = \frac{\partial (KX)}{\partial x} + \frac{\partial (KY)}{\partial y} + \frac{\partial (KZ)}{\partial z}$$

Il est important de savoir quelles sont les conditions pour qu'une fonction des coordonnées représente le potentiel aux divers points du champ électrique, dans des conditions données, puisque, cette fonction étant connue, toutes les propriétés du champ s'obtiennent aisément. J'établis qu'il faut et qu'il suffit que la fonction U des coordonnées satisfasse aux quatre conditions suivantes :

1° Qu'elle soit continue dans tout l'espace occupé par le diélectrique ;

2° Qu'elle prenne, sur la surface des conducteurs et sur la surface matérielle ou idéale qui limite le milieu considéré, les valeurs assignées au potentiel ;

3° Qu'en traversant la surface de séparation de deux diélectriques (1 et 2), de pouvoirs inducteurs spécifiques K_1 et K_2, ses dérivées par rapport à la normale n à cette surface, et celles par rapport à une direc-

tion quelconque S, prise dans le plan tangent à la surface, obéissent aux deux relations :

$$K_1 \left(\frac{\partial U}{\partial n}\right)_1 = K_2 \left(\frac{\partial U}{\partial n}\right)_2 \qquad \text{et} \qquad \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_1 = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_2$$

4° Si le milieu diélectrique n'est pas électrisé (seul cas que j'ai considéré), que la *laplacienne :*

$$\Delta U = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2}.$$

de cette fonction soit nulle partout.

Grâce à ce théorème, quand on soupçonne la forme de la fonction qui représente le potentiel, on peut s'assurer que cette forme est exacte. J'en donne dans le mémoire précité un exemple, utile pour la suite, mais trop long à exposer ici.

Je passe ensuite à la démonstration d'un théorème souvent invoqué :

« Dans des conditions déterminées de potentiel, pour les conducteurs, et de charges électriques, pour les diélectriques, il n'y a qu'un seul état d'équilibre possible. »

C'est alors que j'arrive à la notion d'*énergie électrique;* son expression bien connue $\frac{1}{2}\sum MV$, qui ne présente un sens net que si le système est enfermé dans une enceinte conductrice, est obtenue, après quelques remarques, par la démonstration donnée par MM. Bichat et Blondlot (*Introduction à l'Électricité statique*, p. 79).

On peut, au moyen du théorème de Green, transformer cette expression de l'énergie en la forme bien connue :

$$\frac{1}{8\pi}\int K\varphi^2 dv$$

φ représentant l'intensité du champ en un point du diélectrique où le pouvoir inducteur spécifique est K, et l'intégration étant étendue à tout le volume occupé par le diélectrique (1).

(1) Je n'ai pas donné cette transformation dans le mémoire résumé ici. Elle se trouve dans Maxwell, ainsi que dans la plupart des auteurs, qui s'en sont inspirés, mais réduite au cas où le diélectrique est homogène. Elle est aussi exacte et très facile à démontrer dans le cas d'un diélectrique quelconque. Voici cette démonstration, que nous restreindrons, pour plus de simplicité au cas de conducteurs homogènes, pour ne pas avoir à faire intervenir des couches doubles.

Si $m_1, m_2, \ldots, m_n$ représentent les charges de la partie interne de l'enceinte con-

La notion de *capacité électrique* est présentée dans le cas d'un conducteur placé seul à l'intérieur d'une enceinte conductrice fermée (qui peut être constituée dans la pratique par les murs de la pièce où l'on

---

ductrice et des conducteurs qu'elle renferme, et ρ la densité électrique cubique en un point du diélectrique, on a pour l'énergie électrique W :

$$(1)\qquad W = \frac{1}{2}\sum MV = \frac{1}{2}\sum mV + \frac{1}{2}\int \rho V dv$$

le signe $\int$ s'étendant à tout le diélectrique limité par des surfaces très voisines des surfaces conductrices, mais laissant en dehors d'elles les charges électriques des conducteurs. Or, en vertu de la relation de Poisson généralisée, on a :

$$(2)\qquad W = \frac{1}{2}\sum mV - \frac{1}{8\pi}\int V\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(K\frac{\partial V}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(K\frac{\partial V}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(K\frac{\partial V}{\partial z}\right)\right]dv$$

$$(3)\qquad W = \frac{1}{2}\sum mV - \underbrace{\frac{1}{8\pi}\int KV\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)dv}_{[1]} - \underbrace{\frac{1}{8\pi}\int V\left[\frac{\partial K}{\partial x}\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial K}{\partial y}\frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial K}{\partial z}\frac{\partial V}{\partial z}\right]dv}_{[2]}$$

L'intégrale [1] se transforme, par la formule de Green, de la manière suivante :

$$(4)\qquad -\frac{1}{8\pi}\int KV\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)dv = \left\{\begin{array}{l} \underbrace{-\frac{1}{8\pi}\int KV\left(\frac{\partial V}{\partial x}\cos\alpha + \frac{\partial V}{\partial y}\cos\beta + \frac{\partial V}{\partial z}\cos\gamma\right)d\sigma}_{[3]} \\ \underbrace{+\frac{1}{8\pi}\int K\left[\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2\right]dv}_{[4]} \\ \underbrace{+\frac{1}{8\pi}\int V\left[\frac{\partial K}{\partial x}\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial K}{\partial y}\frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial K}{\partial z}\frac{\partial V}{\partial z}\right]dv}_{[5]} \end{array}\right.$$

L'intégrale [5] détruit, comme étant égale et de signe contraire, l'intégrale [2] de la relation (3).

L'expression $\left(\frac{\partial V}{\partial x}\cos\alpha + \frac{\partial V}{\partial y}\cos\beta + \frac{\partial V}{\partial z}\cos\gamma\right)d\sigma$, qui figure dans l'intégrale [3], représente le flux de force changé de signe à travers l'élément $d\sigma$ de la surface limite du diélectrique ; si μ est la densité superficielle au point voisin du conducteur, on a :

$$\frac{4\pi\mu}{K} = \frac{\partial V}{\partial x}\cos\alpha + \frac{\partial V}{\partial y}\cos\beta + \frac{\partial V}{\partial z}\cos\gamma$$

Il en résulte que l'intégrale [3] est égale à $-\frac{1}{2}\int V\mu d\sigma = -\frac{1}{2}\sum mV$; elle détruit donc le premier terme du second membre de la relation (3) ; celle-ci se réduit ainsi à :

$$W = \frac{1}{8\pi}\int K\left[\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2\right]dv = \frac{1}{8\pi}\int K\varphi^2 dv$$

C. Q. F. D.

opère), le milieu diélectrique interposé n'étant pas électrisé. C'est dans ce cas seulement que la charge M du conducteur est proportionnelle à son excès de potentiel V sur l'enceinte ($M = CV$), et que la capacité C est bien définie.

J'établis ensuite que la capacité pour une même forme de l'enceinte conductrice, et une même forme, et une même position du corps conducteur est proportionnelle au pouvoir inducteur spécifique du diélectrique homogène interposé.

Les propriétés des condensateurs et le calcul de la capacité électrique dans quelques cas simples suivent naturellement.

La fin du mémoire est consacrée aux forces qui agissent sur un diélectrique non électrisé, placé dans un champ électrique. Ces propriétés seront développées dans un prochain article, où seront exposées aussi les expériences que j'ai faites pour vérifier l'exactitude des résultats théoriques.

Sur les propriétés optiques d'un cylindre de verre tournant rapidement dans un champs magnétique ;

Par M. C. Duperray

M. Villari a publié, dans les *Annales de Poggendorff*, les résultats d'une expérience faite par lui en 1873, et d'où il conclut qu'il faut un temps très appréciable $\left(\frac{1}{800}\text{ de seconde environ}\right)$ pour qu'un morceau de flint puisse acquérir le pouvoir rotatoire magnétique.

Cette conclusion est en contradiction avec les expériences postérieures de MM. Bichat et Blondlot et de M. Curie.

M. Villari faisait tourner rapidement un cylindre de flint entre les pôles d'un électro-aimant, l'axe du cylindre étant perpendiculaire à la ligne des pôles. Un rayon lumineux polarisé traverse le cylindre suivant cette ligne des pôles et, par suite, suivant un diamètre d'une section droite du cylindre. Si le cylindre est immobile, on observe, en excitant l'électro-aimant, une certaine rotation du plan de polarisation. D'après M. Villari, cette rotation du plan de polarisation irait en diminuant quand le cylindre tourne avec une vitesse croissante, et s'annulerait pour une vitesse de rotation d'environ 200 tours par seconde.

Ce résultat s'expliquerait en admettant qu'il faut au flint un temps appréciable pour acquérir le pouvoir rotatoire magnétique, les molécules soumises au champ magnétique changeant trop rapidement d'orientation par rapport à la direction fixe de ce champ, pour s'aimanter sous l'influence de ce champ.

En reprenant cette expérience, que je cherchais d'abord à interpréter d'une autre façon, j'ai constaté, en me plaçant dans des conditions convenables, que le pouvoir rotatoire restait indépendant de la vitesse de rotation, contrairement au résultat annoncé par M. Villari.

1° J'ai d'abord étudié l'effet de la rotation seule, en l'absence du champ magnétique, sur les propriétés optiques du cylindre.

Un rayon polarisé rectilignement donne naissance à la sortie du cylindre tournant à un rayon polarisé elliptiquement, ne pouvant plus être éteint par le nicol analyseur. Il y a exception si le plan de polarisation du rayon incident est parallèle ou perpendiculaire à l'axe : dans ce cas, la vibration reste rectiligne. Le cylindre de flint, quand il tourne rapidement, se comporte donc comme un corps biréfringent uniaxe, l'axe optique étant dirigé suivant l'axe de rotation. L'effet de la force centrifuge qui s'exerce seulement dans les directions perpendiculaires à l'axe suffit à expliquer cette biréfringence accidentelle.

Si le cylindre tourne trop vite et surtout s'il n'est pas parfaitement centré, on n'observe plus de résultat aussi net : il faudrait probablement tenir compte de la double réfraction accidentelle due aux vibrations du verre sous l'influence des chocs auxquels l'axe est soumis.

2° J'ai ensuite excité l'électro-aimant, le cylindre étant au repos ; la lumière étant polarisée dans un plan perpendiculaire ou parallèle à l'axe de rotation, j'ai mesuré la rotation du plan de polarisation au sortir du cylindre à l'aide d'un saccharimètre Laurent. Le champ employé était assez faible pour que cette rotation ne fût que de quelques degrés (5 environ) [1]. De cette façon la lumière traversant

(1) On mesurait le double de cette rotation en renversant le sens du courant dans l'électro-aimant. Le saccharimètre permettant de mesurer la rotation à $\frac{1}{10}$ de degré près environ, un changement de $\frac{1}{100}$ de la valeur de la rotation aurait été appréciable.

le cylindre restait toujours polarisée à très peu près parallèlement ou perpendiculairement à l'axe de rotation, et l'effet de la double réfraction accidentelle signalé plus haut devait être négligeable. J'ai ensuite fait tourner le cylindre à des vitesses atteignant et dépassant 200 tours par seconde, et j'ai mesuré de nouveau la rotation du plan de polarisation : elle était exactement la même que lorsque le cylindre était immobile.

Cette expérience n'est donc nullement en contradiction avec les résultats des expériences postérieures. Peut-être la double réfraction accidentelle du cylindre avait-elle influencé les résultats de l'expérience faite par M. Villari.

SÉANCE DU 20 MARS 1896.

PRÉSIDENCE DE M. BOUTY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 6 mars est lu et adopté.

Sont élus membres de la Société :

MM. Bétoux, professeur au Lycée de Toulouse.
Defert (René), licencié ès sciences à Paris.
Ferras, professeur au Lycée de Toulouse.
Glain (Edmond), maître de conférences à la Faculté des Sciences de Nancy.
Guinchant, agrégé des sciences physiques à l'Institut chimique de Nancy,

M. Hurmuzescu expose les recherches qu'il a poursuivies avec M. Benoist sur les rayons X. L'analogie de ces rayons avec les rayons ultra-violets a conduit les auteurs à essayer et à découvrir leur action sur les corps électrisés (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 3 février), qui a été signalée depuis par MM. J.-J. Thomson (*Électricien*, 7 février), Dufour (*Société de physique*, 7 février), Righi (*Académie de Bologne*, 9 février). L'électroscope employé est celui que M. Hurmuzescu a présenté à la Société en 1894 : les feuilles d'or, isolées par de la *diélectrine*, sont à l'intérieur d'une cage métallique formant *cylindre de Faraday ;* aucune fuite, aucune influence n'est à craindre. Les rayons X pénètrent par une petite fenêtre pratiquée dans la cage métallique et fermée par diverses lames, taillées dans le corps dont on veut mesurer le pouvoir absorbant. Un premier fait établi est celui-ci :

L'écart des feuilles d'or revient toujours à zéro, pour y demeurer indéfiniment ; la durée de la décharge est la même pour des charges initiales

égales et de signes contraires. L'expérience, répétée devant la Société, est très nette. Les faits contraires, annoncés par M. Righi, sont dus, sans doute, à ce que l'électroscope employé par lui n'abritait pas les feuilles d'or de l'influence du diélectrique, partiellement déchargé par les rayons X.

Les auteurs ont ensuite basé sur leur découverte une méthode pour la mesure de l'intensité des rayons X : la diminution de l'écart des feuilles d'or dans une même expérience étant sensiblement proportionnelle au temps, on admet que, pour un même écart initial, la durée de la décharge est inversement proportionnelle à l'intensité des rayons. Cette hypothèse admise, la loi de la raison inverse du carré des distances a été vérifiée jusqu'à la distance de 60 centimètres (mesurée à partir de la paroi anticathodique). A partir de cette distance, l'absorption due à l'air altère sensiblement la loi.

MM. Hurmuzescu et Benoist ont mesuré le coefficient d'absorption pour un grand nombre de substances ; il diminue avec l'épaisseur, ce qui laisse à penser que les rayons X ne sont pas formés d'une radiation homogène unique.

Pour expliquer la décharge des conducteurs par les rayons X, deux hypothèses sont en présence :

1° La pulvérisation des métaux : mais, quand ils sont vernis ou paraffinés, la décharge se produit aussi bien ;

2° L'ionisation du diélectrique : l'intensité du phénomène devrait alors être indépendante de la nature du métal.

Peut-être y a-t-il lieu de chercher une explication de nature électrostatique ? Des expériences sont en cours pour élucider ces vues théoriques. M. Hurmuzescu espère en présenter bientôt les résultats à la Société.

M. Broca fait remarquer que, parmi les conclusions de MM. Hurmuzescu et Benoist, il en est une qui demande un supplément d'information, c'est celle qui est relative à l'absorption par l'air des rayons X. Au-delà de 60 centimètres, la loi du carré des distances ne se vérifie plus. Cela peut s'interpréter par l'absorption des rayons, mais il est possible que cela tienne aussi à ce que la décharge de l'électroscope n'est plus proportionnelle à l'énergie de la radiation, quand celle-ci tombe au-dessous d'une certaine valeur. L'impression photographique par la lumière ordinaire donne des résultats de cette espèce, et on ne peut affirmer *a priori* qu'il n'en est pas ainsi de la déperdition électrique sous l'influence des rayons X.

Une modification, sinon permanente, du moins durable, du milieu peut, suivant M. Ch. Ed. Guillaume, se produire dans le cas actuel. M. J.-J. Thomson a trouvé que l'air traversé par les rayons X conserve, pendant un temps appréciable, la faculté de décharger l'électroscope ; on le montre

en mettant l'instrument à l'abri de l'action directe des rayons et en dirigeant sur les feuilles d'or l'air qui vient d'être soumis à leur action.

C'est là un des bons arguments invoqués par M. J.-J. Thomson en faveur de sa théorie de l'ionisation, qui peut, jusqu'à un certain point, être assimilée aux transformations que subit la plaque photographique.

M. Henri Becquerel expose à la Société les résultats de ses premières recherches sur les propriétés des radiations invisibles dont il a découvert l'émission par les sels d'urane. Ces radiations déchargent un corps électrisé (expérience faite à la Séance), traversent l'aluminium et le cuivre.

En faisant agir ces radiations sur une plaque photographique, on constate qu'elles se réfléchissent sur un miroir d'étain, et qu'elles se réfractent dans le verre. L'émission de ces radiations s'affaiblit très peu avec le temps : quinze jours après leur exposition à la lumière, les substances maintenues à l'obscurité manifestent les mêmes phénomènes avec une intensité presque égale à l'intensité des radiations émises le premier jour.

M. Ch.-Ed. Guillaume fait remarquer que la loi de Stokes a été considérée jusqu'ici comme une conséquence nécessaire du principe de Carnot Si l'on suppose, en effet : 1° qu'il ne se produise, dans les corps fluorescents, aucune modification chimique susceptible de donner lieu à des vibrations de fréquence quelconque ; 2° que toute l'énergie de la radiation incidente se retrouve dans la portion de la radiation que l'on a seule observée, la radiation transformée devra être nécessairement plus dégradée que la radiation incidente, et sera plus ou moins déplacée vers les grandes longueurs d'onde. Toutefois, en l'absence de mesures d'énergie, on peut supposer qu'une partie du phénomène a échappé jusqu'ici à l'examen. La preuve que des phénomènes de ce genre peuvent passer longtemps inaperçus nous est fournie par les découvertes étonnantes que l'on vient de faire en étudiant la radiation des corps phosphorescents. S'il en est ainsi, on peut supposer qu'une faible partie de la radiation incidente est régénérée au lieu d'être dégradée ; il suffit, pour ne pas être en opposition avec le principe de Carnot, d'admettre qu'une portion importante de la radiation est dégradée, et forme alors la compensation qu'exige le principe.

M. Ch.-Ed. Guillaume, en présentant à la Société un ouvrage qu'il vient de terminer sur les nouveaux rayons, signale plusieurs observations anciennes montrant combien certains observateurs ont passé près de la découverte du professeur Röntgen. M. Goldstein, entre autres, indique, dans un mémoire paru en 1880, que les rayons cathodiques, frappant une lame de mica enfermée dans le tube d'Hittorf ne devient pas sensiblement lumineuse, mais éclaire, par un phénomène qu'il nomme une *réflexion diffuse*, les parois du tube dans son voisinage.

Dans ses études sur la déviation des rayons cathodiques, M. Lenard a trouvé que la tache lumineuse produite sur l'écran se compose parfois,

après son passage dans le champ, d'un disque parfaitement net, à une petite distance duquel on voit une traînée faiblement lumineuse. La tache n'a éprouvé aucune déviation, alors que la traînée est due à une sorte de dispersion des rayons cathodiques dans le champ magnétique. La tache était évidemment constituée par les rayons de Röntgen.

En ce qui concerne la décharge dans le tube producteur des rayons, M. Guillaume signale les expériences par lesquelles Hertz a démontré que les rayons cathodiques ne transportent qu'une partie inappréciable de la décharge de la cathode. Toute la portion mesurable de la décharge suit les lignes de courant qu'elle prendrait dans un conducteur à trois dimensions. Toutefois l'expérience de M. Perrin ne semble prêter à aucune objection; les rayons cathodiques transportent des charges. On concilierait les deux expériences en supposant que ces rayons entraînent avec eux une très faible partie de la charge de la cathode; les expériences de Hertz peuvent, en effet, être interprétées de la manière suivante: Dans les conditions où il opérait, les rayons n'entraînent qu'une fraction de la décharge inférieure à 1/500 environ de la charge totale; ou, plus exactement, leur action électromagnétique est inférieure à 1/500 de l'action totale du courant. Il ne faut pas oublier, en effet, que la vitesse des rayons est incomparablement plus faible que celle de la décharge elle-même.

M. Guillaume signale, enfin, d'après un télégramme d'Edison à lord Kelvin, les propriétés tout à fait remarquables du tungstate de calcium cristallisé pour l'observation directe des rayons X. La luminescence de ce sel serait incomparablement supérieure à celle du platinocyanure de baryum, recommandé par M. Röntgen.

M. Georges-Adolphe Richard expose à la Société le procédé qu'il a inventé pour obtenir des photographies en couleurs. Ce procédé dérive de celui imaginé par Charles Cros et Ducos du Hauron. Ce qui constitue l'originalité du procédé de M. G.-A. Richard est la manière d'obtenir les trois positifs colorés en rouge, en jaune et bleu. Ces positifs sont tirés sur des plaques ou des pellicules ordinaires du commerce, et la couleur voulue est substituée à l'argent réduit soit par un mordançage qui permet de fixer une couleur d'aniline, soit en transformant le sel d'argent en un composé capable de réagir sur les dérivés de la houille pour donner sur place la couleur désirée. Deux diapositifs sont tirés sur verre, et le troisième est tiré sur pellicule; celui-ci est introduit entre les deux autres, qui se font face par le côté impressionné. Les trois couleurs sont ainsi très rapprochées, et leur superposition reproduit le sujet coloré avec une grande fidélité, comme l'ont montré les projections qui ont été faites, par M. Molteni, de plusieurs de ces épreuves.

Nouvelles propriétés sur les rayons X;

PAR MM. L. BENOIST ET D. HURMURZESCU.

En présence des diverses hypothèses par lesquelles on a essayé d'expliquer les récentes expériences sur les rayons X, nous nous sommes proposé d'étudier l'action de ces rayons, en dehors et assez loin du tube de Crookes qui les produit, sur des corps électrisés soustraits à la fois à toute action lumineuse et à toute action électrique extérieure.

Nous avons fait agir les rayons d'un tube de Crookes, qu'actionnait une assez forte bobine, sur les feuilles d'or d'un électroscope Hurmuzescu, éloignées d'environ 20^{cm} du tube, et successivement chargées d'électricité positive et négative.

Dans cet électroscope, le système conducteur isolé est à l'intérieur d'un cylindre de Faraday, formé par une cage métallique rectangulaire, qui est mise en communication avec le sol, et que ferment deux vitres mobiles dont on peut à volonté changer la nature. L'isolement obtenu par un disque de diélectrine que recouvre le tube de garde permet une conservation parfaite de la charge pendant plusieurs mois.

C'est en remplaçant successivement, par différentes plaques énumérées plus loin, la vitre en regard du tube de Crookes (1) que nous avons obtenu les résultats suivants :

Les rayons X déchargent immédiatement et complètement l'électroscope, plus rapidement si la charge est négative que si elle est positive. Cette action se produit au travers de plaques métalliques (aluminium) formant écran parfait, aussi bien au point de vue lumineux qu'au point de vue électrique. Elle se produit avec des degrés très différents de rapidité selon la nature et l'épaisseur des corps interposés. Nous avons donc ainsi à notre disposition une méthode nouvelle d'investigation applicable à l'étude de ces rayons et devant permettre d'obtenir sur leur véritable nature des indications importantes.

---

(1) Celles qui étaient bonnes conductrices se trouvaient ainsi directement reliées au sol; les autres étaient doublées, du côté des feuilles d'or, par une plaque d'aluminium, de 1 millimètre d'épaisseur, dont nous avions préalablement établi le rôle.

Cette méthode permet, en même temps, de réaliser sur ces rayons une expérience de cours, très simple et très démonstrative.

Voici le résumé de nos premières expériences :

La plaque à étudier étant mise en place, l'électroscope chargé à 40° de divergence environ, le tube de garde replacé, le tube de Crookes mis en activité, nous avons observé :

1° Papier noir (seize feuilles superposées), la chute des feuilles d'or est immédiate et complète en quelques secondes ; elles ne se relèvent pas ;

2° Plaque de laiton de 2 dixièmes de millimètre d'épaisseur, aucun changement dans la divergence des feuilles d'or ;

3° Plaque d'aluminium de 1 dixième de millimètre, chute immédiate, complète en quelques secondes ; même résultat avec des plaques d'aluminium atteignant jusqu'à 1^{mm} d'épaisseur et même plus, et le tube de Crookes étant éloigné jusqu'à 30^{cm} ; la chute complète des feuilles d'or exige à peine quelques secondes de plus.

Nous avons soigneusement vérifié la valeur électrique de l'écran métallique formé par la cage et la plaque mises au sol.

Les corps qui se laissent traverser facilement sont ensuite : l'argent en feuilles battues, des feuilles de papier imbibées de dissolutions métalliques, la fibre vulcanisée, la gélatine, le celluloïd, l'ébonite, l'étain, etc.

Ne se laissent pas traverser, au moins sous les épaisseurs employées : le laiton, le zinc, le verre, la porcelaine dégourdie (3^{mm}), etc.

Nous ne donnons encore aucun résultat quantitatif, nous proposant de développer l'emploi de notre méthode d'investigation à l'égard des rayons X. (1er février 1896).

Nouvelles recherches sur les rayons X;

PAR MM. L. BENOIST ET D. HUMURZESCU.

La méthode que nous venons de décrire nous a permis de vérifier tout d'abord que les rayons X se propagent bien dans l'air en suivant très sensiblement la loi du carré des distances, ce qui démontre la transparence de l'air pour ces rayons.

Résultat de deux expériences. — Les distances sont comptées à

partir de la paroi anticathodique [1] du tube de Crookes, jusqu'aux feuilles d'or de l'électroscope ; le rapport des intensités est donné par le rapport inverse des temps de chute correspondant à un même angle vertical des feuilles :

Distances.......	13cm	et	20cm
Angle..........	40°		
Temps..........	27s,7		65s
Rapport des carrés des distances.....			2,37
Rapport des temps..................			2,33

Autre expérience :

Distances.......	15cm	et	25cm
Angle..........	32°		
Temps..........	5s,5		14s,8
Rapport des carrés des distances.....			2,78
Rapport des temps..................			2,69

Une deuxième propriété fondamentale que nous avons pu mettre en évidence par des preuves diverses et concordantes, c'est l'*hétérogénéité* des rayons X :

1° Dès nos premières mesures du coefficient de transmission [2] de l'aluminium, rapporté à l'épaisseur de 0mm,1 et pour des plaques de ce même ordre d'épaisseur, nous avons trouvé des nombres toujours inférieurs à 0,9 et généralement voisins de 0,85.

Or, une telle valeur serait absolument incompatible avec la transparence très sensible que le professeur Röntgen a observée sur une plaque d'aluminium de 15 millimètres d'épaisseur, si ce coefficient de transmission devait être indépendant du tube de Crookes employé, et s'il ne devait pas augmenter avec l'épaisseur traversée, c'est-à-dire si les rayons X n'éprouvaient pas, de la part de l'aluminium, une absorption sélective, témoignage de leur hétérogénéité. En effet, on peut calculer que, si la valeur 0,85 était constante, la transparence totale d'une lame de 15 millimètres serait représentée par 26×10^{-12}, c'est-à-dire absolument nulle pratiquement.

2° Nous étions donc conduits à employer des épaisseurs crois-

---

(1) C'est-à-dire la paroi frappée par les rayons partis de la cathode.

(2) C'est-à-dire de la fraction α transmise par une plaque de 0mm,1 d'épaisseur sans préjuger la constance de α.

santes, et à déterminer les valeurs moyennes correspondantes du coefficient de transmission précédemment défini.

Nous avons vu ce coefficient prendre, en effet, pour un même tube, des valeurs nettement croissantes avec l'épaisseur traversée.

Voici les résultats d'une expérience portant sur des plaques formant $\frac{1}{10}$, $\frac{6}{10}$ et $\frac{10}{11}$ de millimètre d'épaisseur totale, et comprenant dix-huit mesures effectuées à une même distance, avec un même tube de Crookes, et une même distance explosive (2 centimètres) de la bobine; les mesures sont croisées, et les calculs effectués sur les moyennes alternées:

Épaisseurs employées...	$\frac{1}{10}$ et $\frac{6}{10}$,	$\frac{6}{10}$ et $\frac{11}{10}$,	$\frac{1}{10}$ et $\frac{11}{10}$.
	Valeurs de $\alpha\left(\frac{1}{10}\right)$.		
	0,854	»	»
	0,853	»	»
	0,837	»	»
	0,837	»	»
	»	0,861	»
	0,851	»	»
	»	0,877	»
	»	»	0,906
	»	»	0,898
	[0,902] (1)	»	»
	»	0,895	»
	0,859	»	»
	$\frac{1}{10}$ et $\frac{6}{10}$,	$\frac{6}{10}$ et $\frac{11}{10}$,	$\frac{1}{10}$ et $\frac{11}{10}$.
	»	»	0,893
	»	0,927	»
Épaisseurs employées...	0,848	»	»
	»	0,936	»
	»	»	0,899
	0,864	»	»
	»	0,900	»
	»	»	0,889
Moyennes.....	0,850	0,899	0,897

Donc le coefficient s'élève de la valeur 0,85 pour les plaques

(1) Ce nombre, qui n'élèverait pas d'ailleurs sensiblement la moyenne, peut être considéré comme résultant d'une variation de réglage de la bobine.

d'épaisseur totale ne dépassant pas $\frac{9}{10}$ de millimètre à la valeur 0,90 pour les plaques dépassant 1 millimètre.

3° Ayant enfin employé des tubes de Crookes différents, dans des conditions de réglage identiques, nous avons trouvé des coefficients de transmission différents, bien que les plaques employées fussent de même épaisseur :

Avec un tube........................ $\alpha = 0,85$
Avec un autre...................... $\alpha = 0,78$

Nous avons en même temps observé, pour un même tube, des variations de α avec le réglage de la bobine, la fréquence des interruptions, etc. ; nous établissons en ce moment un dispositif qui nous permettra d'étudier avec précision la part de chacun de ces facteurs. Nous étudions aussi la transparence d'autres substances telles que l'argent, etc.

En résumé, la production des rayons X par un tube de Crookes est un phénomène analogue à celui de la production des rayons calorifiques et lumineux par des sources à température plus ou moins élevée. (17 février 1896).

SÉANCE ANNUELLE

RÉUNION DES MARDI 7 ET MERCREDI 8 AVRIL 1896
à 8 heures très précises du soir

Éclairage de la porte d'entrée et de la salle du Conseil, par la..	**Société française de l'héliogène.**
Éclairage à l'acétylène de la rampe et du vestibule, par	**M. Trouvé.**
Éclairage du grand escalier et des salles d'exposition du 1er étage, par la	**Société anonyme Cance.**
Éclairage de l'entrée du grand escalier par les brûleurs à combustion complète, système de...............	**A. Bandsept.**

Appareils enregistreurs à plume-molette. — Voltmètres et ampèremètres apériodiques à sensibilité variable pour la mesure des courants continus. — Modèle à grandes divisions pour stations centrales et laboratoires. — Voltmètre-ohmmètre pour stations centrales. — Voltmètres et ampèremètres industriels pour la mesure des courants continus et alternatifs. — Milliampèremètres pour la télégraphie et la médecine. — Ohmmètres portatifs à lecture directe pour la mesure rapide des résistances d'isolement et résistances moyennes comprises entre 10 mégohms et 1 ohm. — Galvanomètre portatif à miroir et réducteur universel de sensibilité n'exigeant qu'un seul tarage. — Caisses portatives avec galvanomètre à miroir et réducteur pour la mesure des forces électromotrices (0 à 300 volts), des intensités (0 à 300 ampères) et des résistances comprises entre 10 mégohms et 0,000001 ohm par les méthodes du pont de Wheatstone et du pont double de Thomson. — Caisses portatives de contrôle avec voltmètres et ampèremètres apériodiques pour mesures de précision (intensité et forces électromotrices jusqu'à 100 ampères et 600 volts).. MM. **R. Arnoux** et **Chauvin.**

Nouveau système de brûleurs au gaz à combustion complète.. M. **Bandsept.**

Décharge des corps électrisés par les rayons X........ MM. **Benoist** et **Hurmuzescu.**

Voltmètre universel.. MM. **A. Blondel** et **E. Labour.**

Nouvel accumulateur dit *à navettes*.................... M. **G.-René Blot.**

Nouvelles expériences sur les flammes sensibles....... M. **Bouty.**

Clichés de coupes du bulbe humain obtenus à la lumière du magnésium en vapeurs........................ MM. **Brissaud, Broca** et **Weiss.**

Clichés photographiques obtenus avec les rayons X... M. **Bucquet.**

Bloc de carbure de calcium. — Générateur........... M. **Bullier.**

Perceuse électrique à main dite *mignonnette.* — Petite dynamo bébé nouveau modèle. — Petit moteur à gaz

force de 1/4 de cheval, nouveau modèle. — Petit moteur à pétrole de 1/8 de cheval. — Moteur ventilateur à courant alternatif.................................. **M. E.-H. Cadiot.**

Dynamo **Cail-Helmer** de 0^amp^,2 sous 3.000 volts, appartenant au laboratoire de recherches (Physiques) de la Sorbonne. — Appareil de grandes dimensions (système **O. Helmer**), servant à mesurer la perméabilité magnétique (Perméamètre)........................ **Anciens établissements Cail.**

Tubes de Crookes de formes variées pour la production des rayons Röntgen. — Tubes (modèles variés). Modèles de la maison pour le même usage : ces tubes permettent des temps de pose plus courts que les modèles précédents. — Électroscopes de M. **Hurmuzescu.** — Électroscope de M. **Hurmuzescu,** modèle spécial permettant d'étudier les rayons Röntgen. — Électroscope de M. **Hurmuzescu** pour étudier l'influence des rayon Röntgen sur les corps de nature différente, placés dans des milieux différents. — Collection de photographies obtenues par les rayons Röntgen avec les tubes de M. **Chabaud.** Appareil cryoscopique de M. **Raoult.** — Densimètre à échelle métrique de M. **Beau.** — Urobilimètre spectroscopique de M. **Gautrelet.** — Soudures directes de fils de platine de gros diamètre aux verres employés par M. **Chabaud** pour la construction de ses tubes de Crookes............ **M. Chabaud.**

Phonographe simplifié. Système de M. **Lioret**........ **M. Chomeau.**

Recherches sur les milieux colorés doués du pouvoir rotatoire .... **M. Cotton.**

Viscosimètre de MM. **Grobert** et **Démichel,** fondé sur l'application des lois de Poiseuille relatives à l'écoulement des liquides dans les tubes capillaires. — Station météorologique portative de M. **G. Sire,** comprenant : baromètres, thermomètres, hygromètres et boussoles. — Manomètre à tube incliné pour mesurer les faibles pressions ou dépressions. — Application à la détermination du débit des ventilateurs et au tarage des anémomètres à l'aide des ajutages Pitot-Ritter. — Hydrotachymètre de surface de M. **Ritter** pour mesurer la vitesse des courants d'eau par application des ajutages Pitot-Ritter. — Marégraphe plongeur de M. **Favé,** dernier modèle.................. **M. Démichel.**

Appareil hydro-dynamométrique enregistreur de précision pour l'essai à la flexion des barreaux métalliques. — Spécimens d'une collection de modèles d'enseignement concernant l'électricité, savoir : Coupe d'inducteur de la machine Gramme (système d'atelier); coupe d'induit de la machine Gramme. — Construction du noyau de la machine Gramme. Excitation des inducteurs ; machine magnéto; excitation indépendante ; en série ; en dérivation ; compound .... **MM. J. Digeon et fils aîné.**

Relais télégraphiques pour transmission rapide par câbles sous-marins. (En particulier par le câble transatlantique entre la France et l'Amérique.) — Série de moteurs électriques de différentes puissances variant entre 1 et 15kms.......................... **M. Doignon** (succr de Dumoulin-Froment)

Spectroscope goniomètre à quatre prismes. — Microscope polorisant Norremberg. — Petit spectroscope à vision directe à micromètre (modèle d'étudiant). — Réfractomètre système A. Duboscq à prisme différentiel de Trannin ; le liquide type employé dans cet appareil est l'eau distillée. — Chambre photographique à magasin...... .... **M. Alb. Duboscq.**

Appareils automatiques pour la production de l'acétylène à toutes les pressions, depuis la plus faible jusqu'à celles nécessaires à la compression et à la liquéfaction de ce gaz. Applications diverses à l'éclairage : lampes à bec simple et à becs multiples de grande intensité; lampes de wagon à petit débit ; lampe à récupération, etc. Applications aux phares et à la télégraphie optique. — Appareil automatique de laboratoire pour les essais de réception du carbure de calcium et les essais photométriques ; il est à débit constant. — Lampe portative domestique, servant pour la photographie, les projections, etc., etc. — Matériel complet pour réaliser les expériences du professeur Röntgen avec les rayons X. Châssis spécial avec plaque d'aluminium. Photographies obtenues. Photographies pour la projection. — Autoclave stérilisateur, type des établissements universitaires pour la stérilisation des bougies Chamberland-Pasteur. Avec addition d'un système complet pour réaliser la machine hydro-électrique d'Armstrong ;

l'autoclave servant de chaudière à vapeur, suivant la Notice. — Pile portative de 78 éléments à liquide immobilisé, de longue durée; elle donne 120 volts et elle sert aux mesures rapides de l'*isolement des conducteurs*. Compteur d'intensité électrique de **M. Grassot.** Type de 1896. — Photothéodolite du colonel **Laussedat,** petit modèle très portatif, avec chambre photographique à magasin, modèle destiné aux officiers et aux explorateurs.................................. **E. Ducretet** et **L. Lejeune.**

Tableaux muraux d'électricité médicale pour courants de ville, construits par l'auteur. — Appareils pour diagnostic et galvanocautérisation intra-organique (pyrogalvanie), construits par **Ch. Chardin**......... **M. Foveau de Courmelle.**

Bobine de Ruhmkorff avec trembleur spécial **d'Arsonval-Gaiffe.** — Condensateur système du D[r] **d'Arsonval** pour la haute fréquence. — Résonateur à haute fréquence, système du D[r] **Oudin.** — Applications diverses de la haute fréquence; illumination des matières semi-conductices; illumination des tubes de Crookes pour la photographie par les rayons cathodiques; expériences d'induction. — Galvanomètre universel; application à la haute fréquence. — Ampèremètre pour haute fréquence. — Ampèremètre et voltmètres apériodiques **d'Arsonval**; modèles portatifs. — Transformateur médical à courants alternatifs, système **Gaiffe** et **C[ie]**. — Moteurs vibrateurs, système **Larat-Gautier** et **Gaiffe**............. **M. Gaiffe** et **C[ie]**.

Pénétration des gaz dans les parois de verre des tubes de Crookes.. **M. Gouy.**

Diapasons entretenus électriquement. — Timbres divers entretenus électriquement. — Sonomètre entretenu électriquement.......................... **M. Guerre.**

Échantillons de lithium pur préparés par électrolyse.. **M. Guntz.**

Nouveau dispositif de l'eudiomètre de Bunsen (construit par MM. **Brewer frères**)........................... **Frère Higismond.**

Planimètre de Prytz.. **M. Hospitalier.**

Appareil ayant servi à une nouvelle détermination du rapport *v* entre les unités électrostatiques et électromagnétiques.................................... **M. Hurmuzescu.**

Appareil analyseur à pénombres, avec lame demi-onde pour la détermination de l'azimut d'un plan de polarisation (Expériences de M. **Dongier**). — Appareil compresseur pour l'étude de la biréfringence et des propriétés optiques des cristaux comprimés permettant d'exercer hydrauliquement des pressions allant progressivement jusqu'à 200^{kg} par centimètre carré, sur deux faces opposées du cristal, soit 1800^{kg} sur chaque face (Expériences de M. **Dongier**). — Ophtalmomètre du type **Javal** et **Schiötz** avec dispositif de mires spéciales éclairées électriquement. — Collection de surfaces et angles de haute précision : un plan type ; Prismes types de 45°, 90°, 30° et 60°. — Un bloc de spath d'Islande pesant 13^{kg}. — Polarisateur spécial à pénombres, champ partagé en trois parties. — Applications à un polarimètre.................... **A. Jobin.**

Planimètre de Pétersen.......................... **M. Lamotte.**

Deux gazomètres à acétylène. — Générateur à acétylène sous pression pour le remplissage des récipients destinés à l'éclairage des wagons de chemins de fer. — Deux appareils formogènes système **Trillat**...... **M. P. Lequeux.**

Deux bacs cylindriques de 220^{lit}, de 1^{m} de hauteur. — Un bac rectangulaire de 92^{lit}, de 55^{cm} de hauteur. — Six bacs rectangulaires divers. — Crémaillères. — Isolateurs divers. — Opaline....................... **Manufacture de Saint-Gobain.**

Appareil ayant servi aux nouvelles recherches sur la détermination de $\frac{C}{c}$.............................. **M. Maneuvrier.**

Expériences sur la réflexion des rayons X............ **M. F. de Mare.**

Photographies des franges d'interférences à moyenne différence de marche. — Photomètre destiné à mesurer l'intensité des rayons X et à explorer le champ de ces rayons.................................. **M. G. Meslin.**

Stéréo-jumelle : appareil permettant de voir, de tous les points d'une salle, avec leur relief, les projections stéréoscopiques. — Cylindrographe. — Appareil panoramique. — Tourniquet : appareil pour l'étude des appareils objectifs.......................... **M. le C[l] Moëssard.**

Projections de clichés photographiques............. **M. Molteni.**

Photographies obtenues par la méthode Röntgen..... **MM. Imbert** et **Bertin-Sans.**

Divers microscopes. — Collection de divers objets ayant appartenu à Léon Foucault.................. **MM. A. Nachet** et **fils.**

Chromoscope, instrument pour la reconstitution des couleurs photographiques........................ **M. C. Nachet.**

Toton de M. **Ch. Henry.** — Stéréoscope de M. **Cazes.** — Stéréoscope de M. le Dr **Parinaud.** — Hématoscopes et Hématospectroscopes de M. le Dr **A. Hénocque.** — Focomètre rapide de M. le Dr **Guilloz.** — Hémaspectroscope de M. le Dr **Maurice de Thierry.** — Spectroscope de poche, modèle clinique de M. **Yvon.** — Pupillomètre de M. **Ch. Henry.** — Réfractomètre avec cuve à chauffer de M. **Féry.** — Appareil vertical avec chariot mobile, pour la projection, de M. **Mayer.** — Projections de photographies obtenues par les rayons Röntgen. — Photomètre pour les rayons X, par M. **Meslin.** — Photomètre de M. **Violle.** — Photomètre de M. **Mascart.** — Expériences diverses. — Microphotomètre de M. **Cornu.** — Photopolarimètre de M. **Cornu.** — Spectroscope à vision directe à double prisme de M. **Cornu.** — Spectromètre de M. **Yvon.** — Spectrophotomètre de M. **d'Arsonval**... **Ph. Pellin** (successeur de J. Duboscq).

Expériences sur les rayons X...................... **M. Jean Perrin.**

Sphygmométrographe (construit par **M. Verdin**)....... **M. Philadelphien.**

Nouvelles photographies de l'éclair.................. **M. Piltschikoff.**

Logomètre de **M. Sollier,** pour la mise au point (agrandissement ou réduction)......................... **M. A. Picart** et fils.

Règle topographique de M. le Capitaine **Delcroix** (instrument portatif de campagne, de voyage, d'exploration et de reconnaissance). — Balance de précision à colonne évidée et soulèvement du fléau invisible sur un socle en glace noire........................ **MM. A. Pillon** et **J. Velter.**

Girouette électrique à cadran donnant seize directions, destinée à l'hôtel de M. G. Menier. — Thermomètre transmetteur électrique commandé par **M. Janssen.**

Ce nouveau dispositif n'exige que l'emploi de deux fils de transmission entre le transmetteur et le récepteur. — Baro-thermo-hygromètre enregistreur tout en aluminium et ne pesant que 1270 gr. Cet ensemble, établi à la demande de **M. Rotch,** Directeur de l'observatoire de Blue-Hill, est destiné à être enlevé par un cerf-volant pour expériences aériennes. — Enregistreur de niveau d'eau de chaudière. — Voltmètre enregistreur pour plusieurs régimes. — Enregistreur musical (système **Rivoire**) ou piano enregistreur inscrivant les notes avec leur valeur et leur durée. — Vérascope perfectionné. — Lampe au magnésium pour photographier la nuit. — Nouveaux appareils de photographie stéréoscopique.................. **M. Jules Richard.**

Photographies en couleurs.......................... **M. G.A. Richard.**

Photothéodolite. — Théodolite magnétique. — Boussole d'inclinaison.................................. **M. Secrétan.**

Types de lampe **Cance** pour projections, de 6 à 8 ampères et de 10 à 15 ampères, pouvant fonctionner en dérivation individuelle et en tension par deux et plus. — Série d'interrupteurs bipolaires à rupture brusque, quatre contacts, depuis 10 ampères jusqu'à 800 ampères. — Rhéostat variable avec curseur à mouvement hélicoïdal pour expériences de laboratoire et excitation de machines dynamos, permettant, avec le contact permanent du curseur pendant son déplacement, d'obtenir graduellement des variations de résistance infinitésimales. — Rhéostats variables à curseur pour expériences de laboratoire et excitation de machines dynamos, à contact permanent du curseur pendant son déplacement, avec vis à manivelle de commande. — Indicateur de marche avec contact pour sonnerie. — Indicateur de sens de courant pour la charge et la décharge d'accumulateurs.. **Société anonyme Cance.**

Meules en *corindon-Werlein* artificiel. — Échantillons divers. — Perforateur de M. **Taverdon** en corindon artificiel.. **S^té anonyme du Corindon Werlein**

Balance de M. **P. Curie.** — Récipients à acétylène. — Régulateur de température........................ **S^té centrale des produits chimiques.**

Dynamo de 110 volts, 310 ampères, pouvant monter à 160 volts, 260 ampères pour la charge des accumulateurs. (Vitesse, 720 tours, destinée à l'éclairage de l'Hôtel de Ville de Paris.) — Renvoi électrique; puissance, 2 chevaux; (vitesse des poulies, 300 tours; engrenage à dents hélicoïdales taillées et baignant dans l'huile), construits par la **Société des Établissements Postel-Vinay**.......................... **M. Rechniewsky.**

Appareil pour démontrer par projection l'expérience d'Arago. (Entraînement d'une aiguille magnétique par un disque tournant de cuivre rouge; entraînement d'un disque de cuivre rouge par un aimant tournant, etc.). — Appareil pour démontrer l'amortissement d'un aimant oscillant par influence d'une lame de cuivre rouge. — Modèle cinématique pour démontrer les théorèmes suivants : Composition de deux mouvements circulaires, de même période et de même rayon, en mouvement rectiligne périodique dont la direction dépend de la différence de phase entre les deux mouvements circulaires. — Appareil dit *rotateur optique*, pour produire à volonté une rotation quelconque du plan de polarisation d'un faisceau polarisé. Cet appareil consiste en deux lames parallèles de mica $\frac{\lambda}{4}$, dont l'une est fixe avec son axe à 45° par rapport au plan de polarisation primitif, et dont l'autre peut être orientée à volonté par une vis à crémaillère. — Grand polariseur Delezenne, pour remplacer un grand prisme Nicol, donnant un faisceau polarisé de 5 ^{cm} de diamètre. La lumière d'une lampe (appareil de projection) est dirigée par un prisme à réflexion totale de construction particulière sur une lame de verre noir fixée sous l'angle de polarisation et recouverte d'une seule lame de verre très mince. (Construit par **M. Ahrens**). — Appareil pour démontrer par projection la rotation du plan de polarisation. Cet appareil consiste en un disque formé par 24 secteurs découpés en mica $\frac{\lambda}{2}$ collés ensemble sur verre, de sorte que l'axe optique de chaque secteur fait rayon du disque. Il donne entre les nicols croisés une croix noire dont l'orientation est changée par introduction d'une lame de quartz ou d'un autre corps doué de pouvoir rotatoire. — Nouveaux miroirs magiques anglais. Ces miroirs, comme

les miroirs magiques japonais, donnent des images par réflexion quand ils sont placés dans un faisceau divergent de lumière émanant d'un point lumineux (lampe à arc, soleil, ou même bougie). Les dessins ont été très légèrement gravés à l'eau-forte sur le miroir en laiton, qui après a été soigneusement repoli et doré (construits par **M. J.-W. Kearton**)............ **M. Silvanus Thompson.**

Essoreuse automobile fonctionnant hydrauliquement. Centrifuge hydraulique........................ **M. Ch. Taverdon.**

Spectroscope d'absorption comparateur (construit par **M. Pellin**)................................ **M. Maurice de Thierry.**

Viscosimètre universel de M. **N. Chercheffsky.** — Appareil de **M. Larousse** pour répéter les expériences d'Ampère en utilisant les équipages comme couples thermo-électriques............................ **M. Torchebeuf.**

Machine à résoudre les équations.................. **M. L. Torres.**

Solution pratique de l'éclairage domestique portatif et général par le gaz acétylène. — Appareils portatifs et appareils fixes. — Bec à projections.............. **M. G. Trouvé.**

Appareil pour la mesure de l'indice du cristallin...... **M. Tscherning.**

Petit enregistreur construit en aluminium. — Petit enregistreur portatif à bande de papier. — Pneumographe construit en aluminium. — Tambours récepteurs et supports en aluminium............. **M. Ch. Verdin.**

Les effets de mirage et les différences de densité qu'on observe dans les tubes de Natterer.......... **M. Villard.**

Étalon photométrique à l'acétylène.................. **M. Violle.**

Clichés photographiques obtenus par l'effluve électrique.. **MM. de Waha** et **d'Huart.**

Disque de magnétite cristallisée montrant l'aimantation non isotrope de cette substance par leur orientation dans un champ magnétique....................... **M. Pierre Weiss.**

Appareil photomicrographique......................... **M. Yvon.**

RÉUNION DU MERCREDI 8 AVRIL 1896.

Rayons cathodiques, rayons X et radiations analogues;

PAR M. J. PERRIN.

Les apparences dont s'accompagne le passage de l'électricité au travers des gaz raréfiés ont, depuis quelques années, attiré de nombreux physiciens. Et cette source d'études paraît, en effet, d'une richesse exceptionnelle, chaque phénomène semblant y être signalé par des colorations distinctes qui en facilitent la découverte, puis l'étude. La moisson théorique était déjà féconde, mais aujourd'hui l'éclat des récentes découvertes et l'intérêt pratique soudain lié à ces questions viennent enfin d'attirer l'attention de tous et de faire entrer dans la science classique les résultats déjà acquis.

I. — On sait que, lorsque la pression d'une atmosphère gazeuse s'abaisse, l'étincelle qui éclate entre deux électrodes situées dans ce gaz se transforme graduellement, en sorte que, à une pression voisine du 10e de millimètre la décharge se présente sous la forme d'une colonne lumineuse stratifiée qui part du pôle positif et s'arrête à quelque distance du pôle négatif ou cathode. Elle en est séparée par un premier espace obscur, signalé par Faraday, puis par une gaîne violette, qui enveloppe la cathode, enfin par un deuxième espace obscur, bien étudié par Crookes. Les tubes où la décharge présente ces caractères s'appellent tubes de Geissler.

Si la pression s'abaisse encore, on voit la gaîne violette qui entoure la cathode se dilater, en devenant d'ailleurs moins nette. Elle semble refouler au-devant d'elle la colonne stratifiée, dont les strates s'écartent les uns des autres, pâlissent et finalement s'effacent un peu avant que la gaîne violette atteigne l'anode. Puis, cette gaîne violette disparait elle-même, et l'espace sombre de Crookes emplit tout le tube. Le gaz est alors très peu lumineux ; en revanche, une fluorescence éclatante illumine les parois du tube qui avoisinent la cathode. La pression est de l'ordre du 500e de millimètre.

Les tubes où la décharge présente ces nouveaux caractères s'appellent tubes de Crookes.

J'ai disposé ici en série, afin de bien faire ressortir leurs différences d'aspect, deux tubes de forme identique, et où passent les décharges d'une même bobine. Vous apercevez dans l'un la gaîne violette, l'espace obscur de Faraday et la colonne de strates dont je vous ai parlé; c'est un tube de Geissler. L'autre, dont la paroi présente une belle fluorescence verte, est un tube de Crookes.

Le verre n'a pas seul la faculté de s'illuminer dans un tube de Crookes au voisinage de la cathode; vous venez de voir la phosphorescence verte du verre de Bohême. Voici maintenant des rubis qui luisent en rouge dans un tube de cristal qui luit en bleu; de même, l'yttria luit en jaune, la craie en rouge orangé. Bref, de nombreuses substances s'illumineraient dans les mêmes conditions; toutes ces substances sont mauvaises conductrices.

II. — Crookes et Goldstein remarquèrent que ces phosphorescences sont distribuées à peu près comme elles le seraient si elles étaient produites par des rayons radiés par la cathode perpendiculairement à ses parois et capables d'exciter la fluorescence aux points où ils s'arrêtent sur les corps solides. Crookes en particulier le démontra d'une manière élégante en disposant en avant d'une cathode plane un obstacle de forme géométrique simple. Une ombre de l'obstacle se dessine alors très nettement sur le fond clair de la fluorescence. Nous sommes par ce fait même en droit de dire que des rayons émanent de la cathode, ce sont les *rayons cathodiques*.

Cette même expérience permettra de voir si certaines substances laissent passer les rayons cathodiques. On constate ainsi que sous une épaisseur supérieure à quelques centièmes de millimètre tous les corps deviennent absolument opaques à ces rayons.

III. — Dès lors qu'on sait isoler un pinceau de rayons cathodiques, il est facile de voir dans quels cas la propagation rectiligne sera altérée. En particulier les rayons sont déviés dans un champ magnétique. J'approche de ce tube de Crookes un aimant disposé de manière que les lignes de force magnétique soient perpendiculaires à la direction des rayons : vous voyez aussitôt ceux-ci se courber.

Si on retourne l'aimant pôle pour pôle, le rayon cathodique se courbe en sens inverse. Si le champ magnétique était uniforme, et toujours perpendiculaire au rayon, ce rayon décrirait un cercle parfait. Si la direction du champ était oblique au rayon, celui-ci s'enroulerait en pas de vis. Enfin, si elle lui était parallèle, et par raison de symétrie, le rayon ne se courberait plus.

IV. — Les rayons cathodiques possèdent des propriétés mécaniques. Si, comme le fit Crookes, on les reçoit sur un obstacle très mobile, tels que ce moulinet, cet obstacle est repoussé. Si, au contraire, la cathode est rendue mobile, elle est elle-même repoussée comme si le rayon cathodique prenait appui sur elle.

Bref, il y a deux ou trois ans, les rayons cathodiques se présentaient comme ayant les propriétés de se propager à peu près en ligne droite, d'exciter certaines fluorescences, d'être déviables par l'aimant et d'exercer des pressions mécaniques sur les corps solides environnants.

V. — Pour expliquer ces propriétés si curieuses, deux théories célèbres ont été proposées; défendues de part et d'autre avec une grande vivacité, elles ont toutes deux conduit à de nouvelles découvertes.

Les physiciens allemands, avec Goldstein, Wiedemann, Ebert, Hertz, Lenard, Jaumann, voient dans le phénomène une modification de l'éther, une sorte de lumière à courte longueur d'onde; cette hypothèse explique bien les fluorescences constatées, moins bien la déviation magnétique et les actions mécaniques.

Les physiciens anglais avec Crookes, Varley, Shuster, J.-J. Thomson, Lord Kelvin, se rangent à l'hypothèse d'un bombardement matériel. Certaines particules chargées d'électricité négative au voisinage de la cathode seraient repoussées par elle avec assez de force pour acquérir une très grande vitesse; cette hypothèse explique très bien les propriétés précédentes, sauf peut-être les fluorescences.

VI. — La théorie allemande parut un instant triompher avec Lenard. Celui-ci vérifia d'abord, après Hertz, que les rayons cathodiques peuvent traverser des feuilles matérielles quelconques, si ces feuilles sont d'une minceur extrême. Il eut alors l'idée de former une petite portion de paroi d'un tube de Crookes par une feuille d'aluminium assez mince pour laisser passer les rayons cathodiques, assez forte pour supporter sans se briser la pression atmosphérique. Il découvrit ainsi que les rayons cathodiques peuvent sortir de l'appareil où ils se produisent, et pénétrer soit dans l'air, soit dans tout autre gaz.

Plus exactement, il vérifia que, au voisinage de sa fenêtre d'aluminium, un écran phosphorescent s'illuminait, ce qui lui permit, au moyen de diaphragmes, d'obtenir de nouveau des rayons définis. Dans l'air, ces rayons se diffusent très fortement, ils se diffusent

moins s'ils rencontrent moins de matière et, par suite, d'autant moins qu'on raréfie mieux le gaz où ils ont pénétré. Lenard vérifia grossièrement, à l'aspect des diffusions obtenues, que les rayons paraissent *également gênés par des obstacles de masse égale*. Leur propagation rectiligne est très nette quand ils se meuvent dans un gaz extrêmement raréfié. Lenard obtint des rayons de 3 mètres à une pression de un 100[e] de micron.

L'ensemble de ces faits parut fatal à la théorie anglaise. On ne vit pas d'abord comment des particules matérielles pourraient traverser une paroi que les molécules d'air ne peuvent traverser De plus, Lenard montra que la déviation par l'aimant des rayons cathodiques ainsi filtrés est indépendante du gaz où on les fait cheminer et de la pression de ce gaz. Le phénomène est donc, disait-il, indépendant de la matière où se meuvent les rayons, donc il a son support dans l'éther lui-même.

Il me semble qu'on lèverait ces difficultés en admettant que les particules matérielles qui formeraient les rayons cathodiques vont assez vite et diffèrent assez des molécules gazeuses ordinaires pour passer là où celles-ci seraient arrêtées.

Quoi qu'il en soit, les dernières expériences semblent donner à nouveau quelque valeur à la théorie anglaise.

VII. — Je citerai, dans ce sens, les expériences de J.-J. Thomson, qui détermina la vitesse de propagation des rayons. Pour cela, il mesurait au moyen d'un miroir tournant la durée qui sépare les débuts de la fluorescence pour deux écrans distants d'une longueur connue. Il trouva ainsi que la vitesse cherchée est de l'ordre de 200 kilomètres par seconde. Cette vitesse, bien inférieure à celle de la lumière, n'est pas inconciliable avec l'idée d'un bombardement matériel.

VIII. — J'ai moi-même vérifié une propriété des rayons cathodiques, expliquée et prévue par la théorie anglaise, et qui, au contraire, semble en désaccord avec la théorie allemande. Les partisans de l'émission supposent que la vitesse des particules émanées de la cathode est acquise dans la répulsion électrique qui éloigne ces particules de la cathode. Il faut donc, si l'hypothèse est bonne, que les rayons cathodiques charrient de l'électricité négative.

Pour le voir, j'ai fait pénétrer un pinceau de rayons dans un cylindre de Faraday protégé électriquement et en relation avec un électroscope; quel que soit le phénomène qui se passe quand les

rayons heurtent le fond du cylindre, s'ils y ont introduit de l'électricité négative, une quantité égale se développera sur la paroi extérieure du cylindre et fera diverger les feuilles d'or de l'électroscope. C'est effectivement ce que j'ai constaté : l'électroscope se chargeait quand les rayons pénétraient dans le cylindre. Il ne se chargeait pas lorsque, en les déviant très légèrement au moyen d'un aimant, on les empêchait d'y entrer.

Cette électrisation se trouve, d'ailleurs, en parfait accord avec l'existence d'une déviation des rayons dans un champ magnétique.

En définitive, il semble que la théorie des ondulations soit impuissante à expliquer la déviation dans un champ magnétique et l'électrisation des rayons cathodiques ; la théorie de l'émission, qui avait fait prévoir cette électrisation, explique suffisamment les autres propriétés de ces rayons ; donc, par définition, elle est actuellement meilleure.

IX. — Les rayons cathodiques, nous l'avons vu tout à l'heure, ne peuvent traverser des obstacles dont l'épaisseur est supérieure au 100e de millimètre. L'énergie qu'ils perdent en s'arrêtant sur des obstacles plus épais doit se retrouver sous une autre forme. Et, en effet, aux points frappés se développent les fluorescences dont je vous ai parlé. De plus, dans tous les cas, l'obstacle s'échauffe, assez fortement quelquefois pour être porté à l'incandescence. Crookes réussit ainsi à fondre du platine placé en regard et au centre d'une cathode sphérique.

Toute l'énergie des rayons cathodiques n'est cependant pas absorbée de cette manière, et nous allons en retrouver une partie dans le rayonnement qu'a découvert le professeur Röntgen et que je puis maintenant étudier.

Si, au voisinage d'un tube de Crookes en activité et complètement entouré par du papier noir, on place un écran recouvert d'une substance fluorescente, telle que le platinocyanure de baryum, on voit l'écran s'illuminer. Dans les mêmes conditions, une plaque photographique est impressionnée.

Si l'on place différents objets devant l'écran fluorescent, on voit se dessiner sur l'écran une silhouette de certains de ces objets au travers desquels l'action étudiée s'est donc manifestée avec moins de vigueur. Si, par exemple, on place la main, on verra se dessiner l'ombre des os. Une plaque photographique, après développement, reproduit les mêmes apparences.

Il émane donc d'un tube de Crookes « quelque chose » qui peut impressionner les plaques photographiques ou les écrans fluorescents. Les silhouettes des obstacles qui arrêtent cette action sont assez nettes et correspondent à peu près aux ombres qu'on obtiendrait si le tube était remplacé par un bec de gaz de même diamètre apparent. Aussi nous pouvons dire de suite qu'il y a là un rayonnement, sauf à ne voir dans ce mot qu'une première indication relativement à l'existence d'une propagation rectiligne.

Une expérience de Röntgen démontre cette propriété d'une manière plus élégante et déjà plus précise. En avant d'un tube en activité, il disposa un écran formé par un métal pratiquement opaque et percé d'un petit trou. Au delà se trouvait un châssis chargé et fermé. Une image du tube se dessina sur la plaque, comme il serait arrivé pour la lumière avec un trou percé dans le volet d'une chambre noire.

X. — Cette expérience donne de plus un moyen de vérifier que les parties actives du tube sont celles qui reçoivent les rayons cathodiques. J'ai vérifié, par cette méthode, que les rayons cathodiques donnent ainsi naissance à des rayons de Röntgen, chaque fois qu'ils s'arrêtent sur un obstacle de nature quelconque, platine, cristal, aluminium, etc., la couleur et l'existence même des fluorescences developpées sur l'obstacle restant absolument sans relation simple avec les rayons de Röntgen produits. Les rayons de Röntgen ne paraissent pas d'ailleurs se développer en d'autres points. Le fait d'exciter ainsi des rayons de Röntgen lorsqu'ils choquent un obstacle doit être considéré comme une propriété capitale des rayons cathodiques.

XI. — On ne possède pas de loi générale relative à la transparence des différents milieux pour les rayons de Röntgen. Le papier, le bois, le carton, sont très perméables, les chairs le sont moins, les métaux le sont peu. En général, l'opacité croît avec la densité et plus rapidement que celle-ci. Par exemple, les épaisseurs de platine et d'aluminium qui laissent passer la même quantité de rayons sont entre elles comme 1 et 200. Pour une même substance, l'opacité croît beaucoup plus vite que l'épaisseur; on s'en rendra compte, par exemple, sur cette projection qui montre la silhouette donnée par un prisme d'aluminium dont l'épaisseur était régulièrement croissante.

XII. — Les résultats obtenus dans cette étude des perméabilités rendent déjà bien peu vraisemblable l'hypothèse qui ferait des rayons de Röntgen une espèce particulière de rayons cathodiques. Il n'est

pas de substance solide ou liquide prise sous une épaisseur de un 10e de millimètre qui n'arrête complètement ces derniers; au contraire, les rayons de Röntgen peuvent traverser plusieurs centimètres de bois ou même d'aluminium.

Il existe d'autres différences capitales entre les deux sortes de rayons. Röntgen, puis Lodge avec plus de précision, ont montré que les rayons de Röntgen ne sont pas déviés dans un champ magnétique. J'ai de même vérifié qu'ils ne sont pas électrisés. Nous pouvons donc rejeter sans hésitation cette première hypothèse: les rayons de Röntgen ne sont pas des rayons cathodiques.

XII. — D'autre part, puisqu'ils ont, comme la lumière, la propriété de se propager en ligne droite, d'illuminer les écrans fluorescents et d'impressionner les plaques photographiques, on s'est demandé s'ils ne sont pas une lumière ultra-violette et on a cherché à y retrouver les propriétés caractéristiques de cette lumière.

En particulier, on a tenté de les réfléchir ou de les réfracter. Les résultats ont été absolument négatifs. Je ne sais pas au juste comment a opéré le professeur Röntgen. Quoi qu'il en soit voici comment on peut s'en assurer.

Un rayon, bien défini par son passage à travers deux fentes étroites et parallèles tombe sur la substance qu'on suppose réfléchissante. Même après de longues poses, on n'obtient aucune réflexion.

De même, on peut masquer la partie inférieure du pinceau par un prisme taillé dans une substance perméable aux rayons. La moitié supérieure arrive directement sur une plaque photographique; la moitié inférieure n'y arrive qu'après avoir traversé le prisme. On constate cependant que la trace de cette partie du rayon prolonge exactement la trace de la première partie. Il n'y a donc pas eu de réfraction.

Röntgen a imaginé une méthode très élégante, mais qui ne se prête pas aux mesures, pour montrer simultanément l'absence de réflexion et de réfraction. Il vérifie que la pulvérisation d'une substance ne modifie pas sa transparence. Cela n'arriverait pas s'il y avait réflexion ou réfraction : le verre est transparent pour la lumière, mais le verre pilé est opaque. De même, on s'explique de la sorte la netteté des silhouettes que donnent les os au travers des liquides et des tissus qui les entourent.

XIII. — Continuant à chercher quelles propriétés des rayons de Röntgen peuvent correspondre aux propriétés connues de la lumière.

on a tenté de prouver qu'ils sont de nature périodique et de déterminer leur longueur d'onde. Ici encore on n'a que des résultats jusqu'à présent négatifs. Röntgen s'est borné à dire qu'il n'avait pu retrouver des phénomènes d'interférence. Ignorant son dispositif expérimental, je vous indique celui que j'ai suivi. J'ai fait traverser par les rayons une fente très fine, puis une fente d'environ 1 millimètre placée à quelques centimètres. Alors que la lumière donne dans ces conditions des franges très visibles, les rayons de Röntgen m'ont donné une bande nette sans trace de franges. Une autre épreuve fut obtenue en substituant au châssis une plaque sensible à découvert : j'obtins en quelques instants une silhouette superposable à la précédente, mais présentant cette fois des franges nettes sur les bords. La lueur verte émise par le tube et arrêtée par le volet du châssis dans la première partie de l'expérience avait suffi pour produire des franges dans la seconde. La longueur d'onde cherchée, si elle existe, est donc notablement inférieure à celle des radiations visibles du spectre.

Depuis, des expériences plus précises et plus soignées, dues à M. Sagnac, ont montré que cette longueur d'onde est inférieure à un 50e de micron.

Comme les essais de diffraction, les essais de polarisation, parmi lesquels je citerai ceux de M. Sagnac, n'ont donné que des résultats négatifs.

En même temps, toutes ces expériences ont prouvé très rigoureureusement la propagation rectiligne des rayons de Röntgen, qui se trouve être plus pure que dans le cas de la lumière.

XIV. — Les propriétés que je viens de vous rappeler se rattachent toutes à l'existence d'une propagation rectiligne ; une propriété franchement différente doit être signalée dans l'action des rayons X sur les corps électrisés. Ils les déchargent très rapidement, qu'ils soient électrisés positivement ou négativement, tandis que la lumière ultraviolette favorise surtout les pertes d'électricité négative. MM. Benoist et Hurmuzescu ont prouvé que la rapidité de cette décharge dépend de la nature du corps électrisé et de la pression du gaz qui l'environne, la décharge étant moins rapide quand la pression est moins forte. Cette décharge des corps électrisés par les rayons X forme en quelque sorte un nouveau réactif de ces rayons, important par ce fait qu'il semble se prêter aisément aux mesures précises.

XV. — Enfin, et quoiqu'il ne s'agisse plus ici de rayon de Röntgen,

je citerai comme importantes, au point de vue qui nous occupe, les propriétés des radiations récemment découvertes par M. Becquerel et qui émanent de certains composés fluorescents, de composés d'urane en particulier. Ces radiations qui, comme les rayons de Röntgen, traversent des feuilles métalliques minces, qui sont également capables de décharger les corps électrisés, semblent pouvoir se réfléchir, se réfracter, même peut-être se polariser. Elles paraissent donc pouvoir constituer une transition d'une grande importance théorique entre la lumière ultra-violette et les rayons X.

XVI. — En effet, malgré l'insuccès des recherches tentées pour réfléchir, réfracter, ou diffracter ces rayons, la plupart des savants se rallient encore à l'hypothèse qui les assimile à une lumière de très courte longueur d'onde. En particulier, comme M. Raveau l'a fait remarquer, il ressort des formules de Helmholtz relatives à la dispersion que, pour une même substance, au-delà d'une certaine longueur d'onde, l'indice devient inférieur à 1, puis tend vers 1 asymptotiquement, par des valeurs croissantes.

Les autres hypothèses qu'on avait faites sur la nature des rayons X, celle par exemple due à Röntgen lui-même, qui désirait y voir des ondes longitudinales de l'éther, ne paraissent pas avoir gagné de nombreux partisans. Toutefois, il serait encore téméraire de les rejeter.

XVII. — J'ai désiré m'étendre surtout sur l'intérêt physique de la belle découverte du professeur Röntgen; pourtant, je crois pouvoir dire quelques mots sur les applications pratiques qui l'ont rendue populaire.

Puisqu'il s'agit de silhouettes, on devra procéder de manière à obtenir une source de rayons très intense et très petite à la fois. On y arrivera en concentrant les rayons cathodiques sur un obstacle solide qu'on choisira peu fusible, du platine par exemple.

On observe les silhouettes sur de bons écrans fluorescents, et, si on le peut sans une pose trop longue, sur des plaques photographiques. On constate ainsi qu'il est, en ce moment, difficile d'explorer des régions plus épaisses que le bras ou la jambe. Il paraît bien certain qu'on finira par avoir des tubes assez bons pour explorer le corps entier. En revanche, il est à craindre qu'on ne puisse jamais étudier ainsi, que le système osseux, du moins sur des corps vivants.

Sur la construction des tubes de Crookes ;

PAR M. VICTOR CHABAUD.

Dans le but d'établir une construction aussi rationnelle que possible de mes tubes de Crookes, j'ai fait la photographie que M. Pellin veut bien vous projeter, et qui est reproduite ci-dessous, fig. 1.

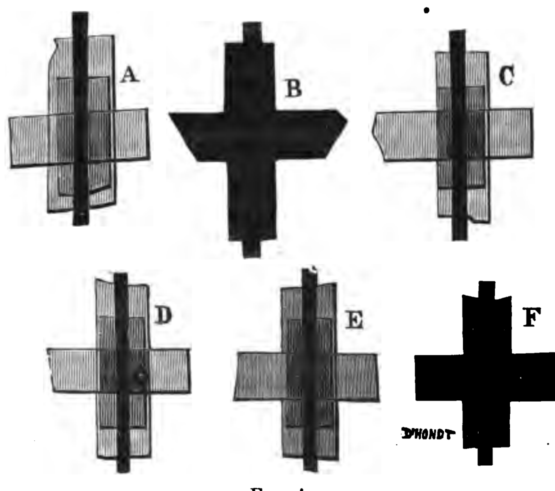


FIG. 1.

Elle représente six échantillons de verre de composition différente. De chaque échantillon il a été fait trois lames rigoureusement taillées à l'épaisseur de 45/100.

Sur une carte de dimensions 9/12, j'ai collé six lames de platine de 1/20 de millimètre et de 2 millimètres de largeur. Sur chacune de celles-ci j'ai disposé deux des lames d'un même échantillon en les faisant mordre l'une sur l'autre de façon à avoir au milieu deux épaisseurs. En travers, au milieu et perpendiculaire aux deux premières, j'ai disposé la troisième lame ; cette disposition me permettait d'avoir au centre de figure trois épaisseurs, soit $1^{mm},35$; de chaque côté du centre, deux épaisseurs, soit 90/100 ; et aux quatre extrémités, une seule épaisseur, soit 45/100.

Toutes les précautions avaient été prises pour que ni la lumière

diffuse de la pièce, ni la lumière du tube de Crookes n'amènent une modification quelconque des échantillons, ils avaient été eux-mêmes soustraits pendant quarante-huit heures à la lumière du jour ;

Le verre A est à base de soude, de potasse et de chaux. Fluorescence (vert d'eau);

B est du cristal. Fluorescence (bleu);

C est un verre ternaire à base de soude, de potasse et de chaux. Fluorescence (vert d'eau clair);

D est le verre allemand. Fluorescence (vert jaune) ;

E est un verre d'urane clair; F est un verre d'urane foncé.

Le cliché permet de constater que :

1° Les trois verres A,C,D, sont les plus perméables aux rayons X, et que cette perméabilité est très grande ;

2° Le cristal est réfractaire ;

3° Les deux échantillons de verre urane se sont laissés traverser plus difficilement que les trois verres A, C, D ;

4° Le verre d'urane le plus foncé est presque aussi réfractaire que le cristal.

L'opacité du cristal s'explique facilement par la présence du plomb.

Le peu de transparence des deux échantillons d'urane ne s'explique guère qu'en supposant la présence de matières étrangères, l'arsenic peut-être.

On pourrait il semble, peut-être, trouver dans ces résultats une explication à cette remarque qui a été faite déjà, que les verres à fluorescence bleue ne donnent pas de rayons X ou n'en donnent que peu ; ce pourrait être la paroi qui s'opposerait au passage de ces rayons, le siège de leur émission serait alors à l'intérieur du tube; comme, d'autre part, les mesures de MM. Hurmuzescu et Benoist partent de la paroi du tube, il semble qu'on puisse déduire que le principal siège d'émission des rayons X serait la paroi anticathodique interne.

Je dois à l'obligeance de MM. Appert, les maîtres verriers bien connus, quatre verres spéciaux qu'ils ont bien voulu me tirer tout spécialement pour ces études.

J'appellerai ces quatre échantillons 1, 2, 3, 4 ; ils ont été laminés avec le même soin que les premiers; j'ai disposé une nouvelle expérience de la même façon en plaçant sur la carte qui m'avait servie tout d'abord, les quatre verres 1, 2, 3, 4, et deux des précédents C,D.

Le cliché développé permet de constater que les quatre verres 1, 2, 3, 4, sont aussi très perméables aux rayons X.

Dans le but de savoir lequel de ces six échantillons était le plus facilement traversé, j'ai fait des poses de 1 heure, 1/2 heure, 1/4 d'heure, 2 minutes, 1 minute. Ces différents clichés ne permettent pas de conclure facilement lequel de ces verres est le plus perméable, tant ils sont semblables ; il semble, au contraire, qu'on puisse déduire de là que tout ce qui est verre est facilement traversé par les rayons X, pourvu qu'il n'entre dans sa composition aucune trace de métal.

Avec chacun des verres 1, 2, 3, 4, j'ai construit un tube de Crookes ; ils constituent la collection que j'ai l'honneur de présenter à la Société de Physique.

Le verre 1 est alcalin, composé de silice, soude, potasse et chaux.

Le verre 2 est moins alcalin que le précédent ; il est composé de silice, alumine, soude, potasse, et chaux.

Le verre 3 est un verre peu fusible, composé de silice, soude et chaux.

Le verre 4 est un verre encore moins fusible que le précédent ; il est composé de silice, soude, potasse et chaux.

Ces quatre verres donnent quatre fluorescences très différentes ; leur rendement en rayons X est sensiblement le même, comme il est facile de s'en convaincre en comparant leur action sur l'électroscope de M. Hurmuzescu. Je crois qu'on peut déduire de là que la couleur de la fluorescence ne joue qu'un rôle peu important dans la production des rayons X et que, dans tous les cas, la fluorescence jaune verdâtre du verre allemand n'est pas du tout indispensable.

J'ai dit que le rendement était *sensiblement* le même ; la comparaison ne peut, en effet, être absolue ; elle dépend de l'épaisseur de la paroi anticathodique, de la forme de cette paroi, de la forme de la cathode, de sa grandeur, de l'état intérieur du tube.

J'ai dit que la forme de la paroi anti-cathodique avait son influence ; la forme du tube en a tout autant, sinon plus. Je me suis arrêté à la forme poire que vous avez sous les yeux, parce que ce sont ces tubes qui m'ont donné le plus de netteté. Je vous demanderai la permission de faire passer les quatre clichés que j'ai faits, le mois dernier, avec quatre tubes différents. Les résultats, comme vous pourrez le constater, sont sensiblement les mêmes, les photographies sont très nettes.

Ces clichés ont été obtenus en plaçant la paroi du tube à 30 centimètres de la plaque photographique, en posant 40 minutes par poses

successives de 10 minutes, avec repos de 1 minute, le courant qui traversait le tube passant toujours dans le même sens.

Lorsque j'opère avec un tube neuf, afin d'éviter un échauffement excessif qui amènerait sa rupture je pose 2, 5 ou 10 minutes, suivant l'intensité du courant que j'emploie, et je laisse reposer 1 minute ; je crois qu'on gagne à procéder ainsi, parce qu'après le repos, le tube est toujours plus vigoureux, ce dont il est facile de s'assurer en l'essayant à l'électroscope de M. Hurmuzescu. Cet instrument a été employé par beaucoup de savants, pour se rendre compte de l'état de leur tube, voire même pour déterminer la pose, comme l'a fait M. Chappuis ; je m'en sers tous les jours dans la fabrication de mes tubes.

Si l'on veut employer un tube de Crookes avec des courants intenses, un des dispositifs qui convient le mieux est certainement celui de M. d'Arsonval ; il a l'avantage, entre autres, de supprimer tout échauffement.

Le dispositif que j'ai adapté sur ces tubes et qui consiste en une capsule de papier d'étain, dont les bords dépassent légèrement le plan passant par la cathode, augmente notablement le rendement du tube et n'est pas difficile à adapter à un tube quelconque; c'est M. Hurmuzescu qui me l'a conseillé.

Les tubes de Crookes construits comme ceux-ci ont une vie longue, s'ils ne sont pas surmenés ; ceci m'entraîne à dire deux mots sur l'état intérieur du tube.

Quand un tube de Crookes est bien construit, il ne renferme qu'une quantité de gaz extrêmement petite ; avec le résidu, on peut faire de son tube ce que l'on veut, on peut l'absorber, le dégager, le faire passer d'une électrode sur l'autre, changer, par conséquent, suivant son gré, l'état intérieur de son tube.

Il peut arriver qu'un tube de Crookes marchait bien et que, sous une influence quelconque, il se soit produit un dégagement gazeux ; les rayons X ont alors disparu.

En faisant fonctionner ce tube dans un sens oppposé à celui qui a fait le dégagement, on peut faire résorber le gaz, et cela d'autant plus rapidement que le courant employé dans ce cas sera plus intense ; l'électroscope dira quand les rayons X auront reparu.

Le plus simple, dans un cas semblable, est d'arrêter le fonctionnement du tube dès qu'on s'aperçoit qu'il dégage quelque gaz et, pour ne pas compromettre une photographie, d'achever la pose en faisant

passer immédiatement le courant en sens inverse. C'est, en effet, une remarque que j'ai faite souvent en construisant mes tubes. Lorsque le vide a été fait dans un tube et prolongé jusqu'au moment où la fluorescence du verre est complète, l'électroscope indique que le tube produit des rayons X. Cependant l'état intérieur du tube est loin d'être celui qui existera lorsque l'appareil sera bon à être détaché de sa trompe ; si je fais marcher le courant dans le sens de la cathode à l'anode, peu de temps après cette manœuvre les gaz dégagés entraînent la disparition des rayons X. Si je change le sens du courant, j'obtiens une production de rayons X, et cela pendant un temps beaucoup plus long : je n'ai pas vérifié le fait sur des tubes d'autre forme que ceux que j'ai présentés à la Société.

Dans les deux cas ci-dessus, l'état intérieur du tube était cependant le même ; ce phénomène pourrait peut-être se trouver lié aux deux résistances très différentes qu'on remarque dans un tube lorsque l'on change le sens du courant.

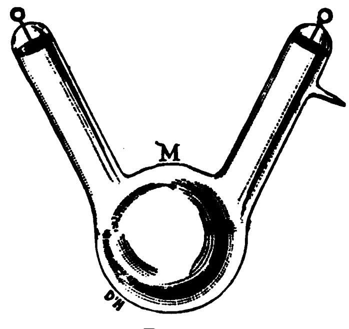


Fig. 2.

Dans le but d'éviter cette différence de résistance, sur les conseils de M. Hurmuzescu, j'ai établi un tube symétrique. Sa disposition représentée par la fig. 2 est telle qu'on peut faire varier le sens du courant sans rien modifier au principal centre d'émission des rayons X. C'est un dispositif commode lorsqu'il s'agit de recherches scientifiques.

Enfin, dans le but d'éliminer les rayons qui peuvent s'échapper de tous les points de la paroi d'un tube, j'ai fait un tube tout entier en cristal, avec la paroi anti-cathodique seule en verre, fig. 3.

Pour terminer, je vous demanderai la permission d'attirer votre

attention sur ce dernier point que tous les tubes que nous construisons ont leurs électrodes terminées par un fil de platine de 1 millimètre. J'ai, l'an dernier, montré ici même les plus grosses soudures

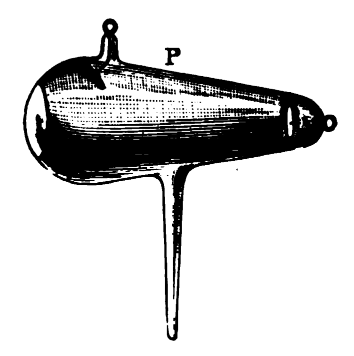


Fig. 3.

qui aient été exécutées jusqu'aujourd'hui, du platine et du cuivre avec les différents verres.

Ces fortes attaches ne sont pas sans intérêt pour la durée des tubes de Crookes.

SÉANCE DU 17 AVRIL 1896.

PRÉSIDENCE DE M. H. BECQUEREL.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la Séance du 20 mars et lu et adopté.

Sont élus Membres de la Société :

MM. Dubois (E.-H.), à Berlin (Allemagne).
D[r] J. Chevalier de Geitler, privat-docent à l'Université de Prague (Autriche).
Petiteau, professeur au Lycée de Nantes.

M. le Président annonce à la Société les pertes regrettables qu'elle vient de faire dans les personnes de : MM. *Didelot*, professeur à la Faculté de Médecine de Lyon ; *de Guillebon*, contrôleur de l'exploitation au chemin de

fer d'Orléans; *de Place*, capitaine commandant au 1er cuirassiers; et *Peuchot*, dessinateur graveur.

M. le Secrétaire Général donne lecture d'une lettre de M. le Directeur général des Postes : une enquête a été faite au sujet du retard dans l'envoi des convocations de la dernière séance. Le retard provient d'une erreur de classement faite au Bureau de Poste de Tours. M. le Directeur donne à la Société l'assurance que les recommandations les plus expresses ont été faites pour qu'une semblable irrégularité ne puisse plus se reproduire.

X

M. Broca présente, au nom de M. Bandsept, les nouveaux brûleurs à combustion complète. Quand on brûle du gaz en le mélangeant préalablement à l'air, avec les brûleurs Bunsen ordinaires, il est aisé de se rendre compte que les gaz, au moment de la combustion, ne sont mélangés que très imparfaitement. L'injecteur entraîne, en effet, l'air venu par les orifices latéraux, mais il se forme là deux veines de gaz qui ne peuvent se mélanger que par leur surface commune. Le mélange, arrivant à l'orifice de combustion, n'est donc pas homogène, et si l'air a été admis en proportion exacte pour la combustion, celle-ci sera en certains points complète, mais en laissant un excès d'oxygène, et, en d'autres points, elle sera incomplète, le gaz combustible se trouvant en excès. De là, la non-homogénéité de la flamme du bec Bunsen, qui présente la zone interne froide et bleue bien connue. Ces conditions sont évidemment très défectueuses pour l'utilisation du gaz, celui-ci ne donnant pas toute la chaleur dont il est susceptible.

Pour parer à cet inconvénient, M. Bandsept s'est basé sur deux principes. Le premier consiste à forcer les veines d'air et de gaz à se mélanger plus intimement, et il arrive de la sorte à ce que le mélange se présente à l'orifice de combustion, de telle sorte que, dans chaque centimètre cube de gaz, pour fixer les idées, le mélange soit en proportion définie. Il emploie pour cela la série de troncs de cônes imbriqués indiqués dans sa brochure. Mais cela ne suffit pas encore pour changer les caractères de la flamme. Il faut pour cela forcer les dernières molécules des deux gaz à prendre des mouvements tourbillonnaires élémentaires, activant le mélange exact dans tous les éléments de volume ; cet effet se produit par l'emploi de deux toiles métalliques en chicane, placées à l'orifice de combustion. C'est cette opération que M. Bandsept désigne sous le nom expressif, quoique un peu hasardé, d'atomisage.

Il semble *a priori* que le mélange une fois fait doive être permanent, et qu'on puisse le brûler à toute distance des atomiseurs. Les idées reçues sur la diffusion des gaz semblent le démontrer. L'expérience a montré qu'il n'en était rien, et que la flamme perdait rapidement son homogénéité. Ceci entre, d'ailleurs, dans les idées émises, l'an dernier, par M. Bouty, sur les flammes sensibles. Les vibrations sonores produisent dans les vésicules de gaz qui échappent à la combustion l'atomisage réalisé dans ces becs par les toiles métalliques en chicane.

On arrive de la sorte non pas à augmenter la température maxima d'un

brûleur, mais à rendre la flamme douce nécessaire à l'incandescence des manchons beaucoup plus haute. Les manchons employés sont plus hauts, peuvent être fait plus épais et plus solides, et atteignent, pour la même dépense de gaz, la même incandescence qu'avec les becs ordinaires.

L'économie réalisée par ces becs est toujours sensible et parfois considérable.

A 40 millimètres de pression de gaz, l'économie sur le bec Aüer ordinaire est de 25 0/0. A 90 millimètres, pression souvent réalisée le soir, à Paris, l'économie a atteint, dans une expérience, les chiffres paradoxaux de 55 à 60 0/0, la spectrophotométrie montrant, d'ailleurs, l'identité approximative des lumières.

Ces procédés trouvent leur application toute naturelle au chauffage par le gaz, qu'ils rendent plus économique et auquel ils communiquent la propriété précieuse, en certains cas, de se faire avec flamme réductrice.

M. Chappuis dit que les brûleurs Bandsept sont identiques aux brûleurs Chemin, qui datent de 1873, et ont été appliqués en 1894 à l'incandescence des capuchons en oxydes rares.

M. Broca répond qu'il ne connaît pas le bec Chemin, mais que les travaux de M. Bandsept sur l'application à l'incandescence de ce système remontent aussi à 1894. Le résultat n'en est, d'ailleurs, pas moins intéressant et peu connu.

M. le Chatelier s'élève contre la théorie de la production de la flamme homogène par les tourbillons élémentaires. Les brûleurs Bunsen à toile métallique donnent les mêmes types de flamme. Il ne veut, d'ailleurs, pas nier par cette observation l'intérêt pratique qui s'attache à ces brûleurs.

M. Broca répond que les expériences de M. Bandsept ont montré que, dans certains cas, l'adjonction d'une toile métallique de plus à l'orifice de combustion d'un bec augmentait le débit de celui-ci.

Ceci montre que la température de la flamme et, par conséquent, sa vitesse, augmentent assez pour contrebalancer l'effet du frottement sur la toile métallique. Or, celle-ci ne peut avoir d'autre action que de provoquer des mouvements tourbillonnaires rendant le mélange plus intime. Il rappelle encore la concordance entre cette idée et la théorie des flammes sensibles de M. Bouty.

M. Pellat présente, au nom de M. Silvanus Thompson, quelques photographies par les rayons X, obtenues en Angleterre au moyen du *tube focus*. Dans ce tube, les rayons cathodiques partant d'un miroir sphérique concave en aluminium frappent une lame de platine (ou une lame de platine recouverte d'un émail contenant du sulfure de calcium) placée un peu au-delà du centre de courbure du miroir et inclinée à 40° sur l'axe du

faisceau ; c'est l'*anticathode*. Au point de la lame frappée les rayons X prennent naissance, comme l'avait trouvé aussi, en France, M. Jean Perrin. Ces rayons, émanant presque d'un point, donnent des silhouettes photographiques d'une très grande netteté, même à une petite distance du tube.

La photographie d'une main peut être obtenue en quarante ou cinquante secondes, comme le prouve une expérience faite devant la Société avec un tube construit par M. Chabaud, sur les indications de M. Silvanus Thompson.

Parmi les photographies projetées par M. Molteni, une des plus remarquables est celle d'un enfant nouveau-né; ce tube ayant été placé à 1 mètre, la pose a été de vingt minutes. Cette photographie a été obtenue par M. Sydney Rowland.

M. James Chappuis rappelle que, dans la séance du 7 février 1896, M. Joubin avait annoncé qu'il avait obtenu des photographies de mains en trente secondes de pose avec le dispositif Tesla.

Avec la bobine de Ruhmkorff, dont l'emploi lui paraît préférable, et des tubes de Crookes ordinaires reliés à la trompe, M. Chappuis a pu obtenir vers la fin du mois de mars: 1° des photographies d'objets métalliques *instantanées*, c'est-à-dire dans le temps d'une seule décharge de la bobine; 2° des photographies de mains en une à deux secondes, suivant l'épaisseur, la plaque étant à 16 centimètres de la source (surface de verre), et celle-ci munie d'un diaphragme de 8 millimètres. M. Chappuis présente divers clichés obtenus dans des conditions variées et entre autres une photographie de matrice humaine grande de 18 centimètres d'épaisseur, dans laquelle on voit le squelette de l'enfant dans ses moindres détails; il a obtenu sur un cadre une photographie des os du bassin; il est donc possible de traverser le corps humain dans sa plus grande épaisseur.

Avec un tube, dit *focus*, construit et mis à sa disposition par M. Chabaud le jour même de la séance du 17 avril, M. Chappuis a pu obtenir diverses épreuves dont il montre les projections, et entre autres une main obtenue à 16 centimètres en deux secondes. Les clichés obtenus avec ce dispositif sont du même degré de netteté et d'intensité que les précédents. Mais il faut remarquer que la source, dans cette deuxième série d'expériences, n'était pas munie de diaphragme. Dans le peu de temps qu'ont pu durer ces essais il a semblé que le tube *focus* conservait sa puissance mieux que les anciens modèles, et que le verre ne subissait pas d'altération dans la région traversée par les rayons X, tandis que, dans les anciens modèles, la surface du verre aux points où se fait la transformation des rayons cathodiques en rayons X devient brune et rapidement inactive.

M. Chappuis a entrepris avec M. Chauvel de rechercher s'il était possible de photographier des calculs dans les parties du rein et de la vésicule biliaire non masquées par les côtes. Des expériences préliminaires ont montré : 1° que ces organes ont un degré de perméabilité beaucoup moindre que les chairs, dû pour le rein aux matières minérales dont il est imprégné et pour la bile de la vésicule à l'acide taurocholique qui contient du

soufre; 2° que les calculs du rein sont moins perméables que le rein, tandis que les calculs biliaires sont plus perméables que la bile dans laquelle ils plongent.

Un calcul du rein logé dans le bassinet donne une tache très blanche sur fond blanc, tandis qu'un calcul biliaire donne une tache noire entourée d'un filet blanc (dû à une couche enveloppe qui contient du soufre) sur fond blanc; ces divers degrés de perméabilité rendent donc possible la résolution de ces deux problèmes.

M. E. Colardeau fait connaître une forme de tube de Crookes permettant d'obtenir, avec les rayons X, des photographies d'une très grande netteté. Le passage du courant dans les tubes de Crookes destinés à la photographie par les rayons X produit, comme on sait, une altération rapide du degré de vide efficace dans ces appareils. C'est cette raison qui a conduit les constructeurs à donner actuellement, à ces ampoules, de très grandes dimensions.

M. Colardeau montre qu'il en résulte de très grands inconvénients pour la netteté des images photographiques que ces tubes sont destinés à fournir. En s'appuyant soit sur des faits établis et bien connus, soit sur les résultats d'expériences qu'il a effectuées avec des appareils de formes appropriées, il fait comprendre que, pour qu'une ampoule de Crookes fournisse une ombre photographique bien nette, c'est-à-dire présente une pénombre aussi étroite que possible, il est utile que ce tube satisfasse aux conditions suivantes:

1° La cathode doit être de dimensions restreintes (cette cathode est supposée plane);

2° Le faisceau de rayons cathodiques qui s'en échappe normalement doit être coupé par la paroi du tube à une faible distance de la cathode;

3° La cathode doit avoir sensiblement le même diamètre que le tube, de manière à former une cloison le partageant en deux compartiments. Avec cette disposition, il n'y a guère que la face de la cathode, tournée du même côté que l'anode, qui émette des rayons cathodiques. On a alors l'avantage d'éviter la double région d'émission des rayons X que donnent un grand nombre d'ampoules et de concentrer sur la seule région conservée la presque totalité de la radiation cathodique.

M. Colardeau a construit, d'après ces données, un tube de Crookes cylindrique de très faible diamètre contenant une cathode, d'un diamètre à peu près égal, assez profondément enfoncée dans le tube pour ne se trouver qu'à une très faible distance de la paroi anticathodique utile. Les dimensions du tube, en vraie grandeur, ne dépassent pas celles d'une cigarette ordinaire. Comme la très faible capacité d'un pareil tube donnerait lieu à une altération très rapide de son degré de vide efficace par le passage de la décharge, il est indispensable, pour le rendre pratique, de lui souder latéralement une ampoule assez volumineuse avec laquelle il communique et qui évite cet inconvénient.

Avec ce tube, M. Colardeau a obtenu des photographies qu'il montre à la

Société. Elles ne présentent plus l'inconvénient des pénombres diffuses qu'on pouvait reprocher à la méthode du professeur Röntgen, mais sont d'une grande finesse. La pointe ou le trou d'une aiguille, par exemple, ne montrent aucune différence entre l'objet et sa silhouette photographique.

Brûleurs à combustion complète, système A. Bandsept;

PAR M. A. BANDSEPT.

Les expériences entreprises sur les mélanges combustibles ont démontré que : si l'on veut réaliser une combustion parfaite, atteignant les plus hautes températures, il faut que le mélange théorique de gaz et d'air soit envoyé à l'état naissant dans le foyer, de manière qu'il possède bien tous ses éléments constitutifs à son arrivée dans la zone de fusion.

Les nouveaux brûleurs répondent à cette condition et donnent des flammes chimiquement homogènes, réduites à leurs dimensions véritablement utiles. La zone de maximum d'intensité confine à l'orifice du bec; tandis que, partout ailleurs, le jet enflammé doit s'étendre sur une certaine longueur pour devenir apte à développer les températures les plus élevées que le mélange puisse atteindre.

En principe, ces appareils se composent d'un injecteur déterminant le plus grand entraînement possible pour une pression donnée et servant à refouler l'air et le gaz dans un atomiseur destiné à parfaire leur mélange intime.

L'injecteur est formé d'un bec débouchant à l'intérieur d'un faisceau de tuyères coniques, à section croissante, fixées contre montants ou dans un corps de cylindre, percé de trous circulaires et qui reçoit un anneau de réglage. Le gaz pénètre dans l'appareil par ce bec, dont la cavité se rétrécit progressivement jusqu'à l'orifice, de manière à accélérer sa vitesse à son entrée dans les tuyères. A mesure que le courant s'élève dans le faisceau, il entraîne l'air avec lui, et chaque élément de celui-là contribue à la formation du mélange, qui est ainsi énergiquement refoulé vers l'atomiseur, situé au haut de l'appareil. Cet organe a pour fonctions de brasser les veines fluides et de mêler intimement les particules du comburant et du combustible, au moment où ils arrivent dans la flamme.

Lorsque l'admission d'air est poussée assez loin, on voit apparaître au-dessus de l'atomiseur une mince nappe bleu violacé qui constitue la base d'une flamme, chimiquement homogène. Si, ensuite, on augmente encore l'accès d'air, cette pellicule de gaz en voie de subir la combinaison chimique rentre dans le brûleur, dont elle rougit la dernière toile, sans entraîner toutefois aucun retour de flamme. Au contraire, si l'on réduit graduellement l'accès de l'air, la nappe bleuâtre se soulève en pointe, et la zone de formation s'accentue de plus en plus aux dépens de la partie active du foyer.

Avec le nouveau brûleur, on peut donc parcourir toute la série de combustions, depuis les lentes et imparfaites jusqu'aux combustions complètes et instantanées. Celles-ci donnent des effets calorifiques aussi puissants que ceux que l'on obtient avec le chalumeau. Déjà, à la pression du gaz de ville, les brûleurs ouverts permettent de fondre de minces fils de platine presque instantanément et, en quelques secondes, des tigelles de cuivre et de fer, épaisses de plusieurs millimètres.

Avec les brûleurs Bandsept, on parvient à entretenir la combustion dans l'eau, ainsi qu'on le démontre au moyen de deux appareils fonctionnant d'après le principe de l'entraînement successif, l'air ou le gaz étant débités sous pression. A cet effet, on relie le brûleur d'une part, par la tubulure D (*fig.* 1), à une prise de gaz ordinaire, et, d'autre part, par l'injecteur B au chalumeau S. Le gaz se rendant dans l'enveloppe C est entraîné par l'air insufflé dans le bec, et le mélange est envoyé à travers un réseau de toiles métalliques A, dont la dernière se trouve à proximité des orifices *o*, *o'*, d'où jaillissent les flammes. Quand le courant est réglé de façon à doser convenablement le mélange, ce qu'on reconnaît à la nature de la flamme, on plonge le brûleur lentement dans le liquide.

La pression du mélange gazeux force l'eau vers l'extrémité du brûleur du côté de la série de trous (*fig.* 1) et des entailles en long (*fig.* 2). Alors le mélange brûle à la surface des deux fluides, et les flammes jaillissent à l'extérieur, où leur transformation s'opère à mesure qu'elles viennent en contact avec les couches liquides en mouvement. Une gaine de bulles entoure les flammes et constitue l'intermédiaire entre le gaz en ignition et l'eau qui en doit absorber la chaleur.

La conservation des flammes au sein du liquide est due aux effets combinés de la vitesse des gaz et de la température élevée que ceux-

ci développent par leur combustion complète. Mais l'influence prédominante dans le phénomène reste acquise à l'action calorifique, de sorte que le mouvement violent autour du brûleur n'est, dans une certaine mesure, qu'une conséquence immédiate de la chaleur : le produit de bulles auxquelles donnent naissance celles plus petites dégagées au contact des flammes.

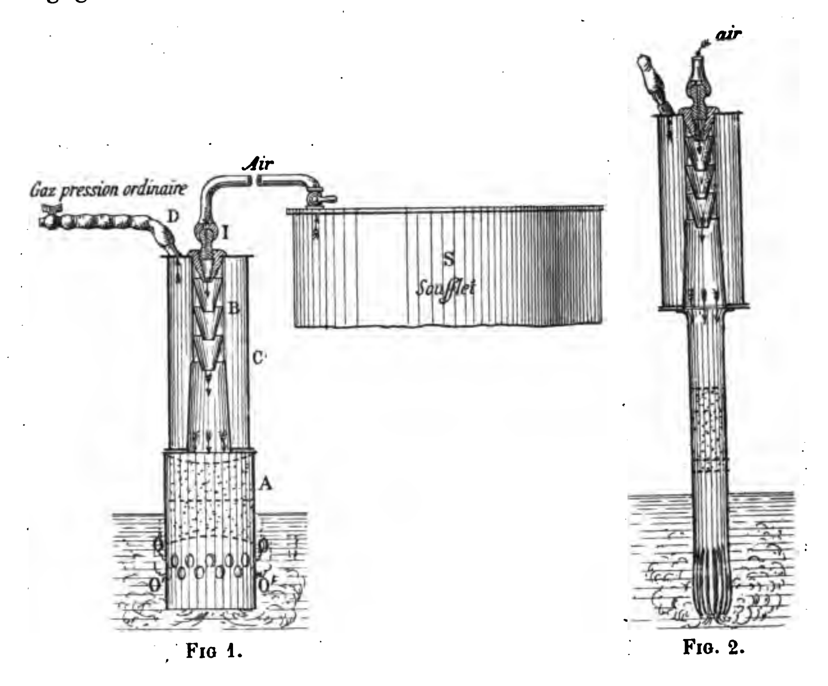


Fig 1. Fig. 2.

Les conditions déterminantes de l'ébullition se trouvent ainsi remplies ; celle-ci peut donc se continuer à toute profondeur du bain. Ce mode de chauffage fournit un rendement utile de 90 0/0. Il s'ensuit que les diverses applications : évaporation, réduction, précipitation, etc., s'accompagnent d'une économie qu'il était impossible de réaliser, ou même de prévoir, jusqu'à présent. De plus, il permet de supprimer les installations métalliques coûteuses de chaudières, poêles, bassins, cuves, etc., qu'on remplace avantageusement par des récipients en bois ou autres matières non conductrices à bas prix.

Le brûleur immergé constitue un calorimètre très simple au moyen duquel on peut évaluer directement les températures fournies par les combustions dont on veut supputer le degré.

SÉANCE DU 1er MAI 1896.

PRÉSIDENCE DE M. BOUTY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la Séance du 17 avril est lu et adopté.

Sont élus membres de la Société :

MM. Bordenave (L.), ingénieur de l'usine Ménier, à Noisiel-sur-Marne;
Galotti, professeur au lycée de Châteauroux;
Gascard (A.), professeur à l'École de Médecine, pharmacien des hôpitaux, à Rouen;
Rivoire (Arthur), à Paris;
Soret, professeur au lycée du Havre.

M. H. Abraham. — *Sur la compensation des couples de torsion et la sensibilité du galvanomètre à cadre mobile.* — Un galvanomètre à cadre mobile ne donne toute la sensibilité que comportent l'intensité du champ magnétique et les dimensions de son cadre que lorsqu'on emploie un fil de torsion suffisamment fin. Comme on ne peut pas diminuer indéfiniment l'épaisseur du fil, on est conduit *à compenser le couple directeur dû à l'élasticité du fil.*

A cet effet, on porte le centre de gravité du cadre un peu en avant du fil de torsion, soit par construction, ce qui, assurément, est bien préférable, soit à l'aide d'une surcharge, quand on veut utiliser un instrument déjà construit. On penche ensuite le galvanomètre en arrière et l'on règle son inclinaison au moyen de vis calantes. On voit l'oscillation se ralentir jusqu'à devenir, par exemple, dix fois plus lente. La sensibilité du galvanomètre se trouve alors *centuplée* et atteint celle que peut donner un galvanomètre Thomson de même résistance.

M. D. Hurmuzescu. — *Sur une nouvelle détermination du rapport v entre les unités électrostatiques et électromagnétiques.* — Les méthodes le plus souvent employées pour déterminer cette constante ont été : celle des capacités et celle des forces électromotrices, comme étant les plus précises. Maxwell, bien avant les autres déterminations, avait employé une autre méthode très élégante, fondée sur la mesure des forces électromotrices, mais dont la disposition expérimentale est peu susceptible de précision.

M. Hurmuzescu a repris cette méthode, mais en la modifiant de manière à la rendre au moins aussi précise que les autres méthodes. Elle consiste à prendre la différence de potentiel électrostatique, aux bouts d'une résistance

bien connue R, par un électromètre absolu cylindrique. Le couple de cette attraction est

$$\frac{(RI)^2}{v^2}\,\frac{L}{4\log\frac{D}{d}};$$

à ce couple on oppose directement un autre, dû à une répulsion électrodynamique.

L'électrodynamomètre est formé d'une bobine longue unicouche et d'une bobine mobile disposée à 90° en son milieu; le couple est

$$\frac{4\pi n_1 S'}{\sqrt{1+\frac{a^2}{l^2}}}\,I^2.$$

Les deux instruments forment un système solidaire porté par un fil de suspension très sensible. On observe la déviation dans une lunette à 3 mètres de distance; on agit sur la résistance pour avoir l'équilibre entre les deux couples, d'où la valeur de v,

$$v = R\sqrt{L}\sqrt{\frac{0{,}4342945}{4\log\frac{D}{d}}}\sqrt{\frac{1}{\frac{4\pi n_1 S'}{\sqrt{1+\frac{a^2}{l^2}}}}}.$$

L'électromètre est double à chaque bout du levier L. Pour éliminer les dissymétries tant de l'électromètre que de l'électrodynamomètre, comme aussi le champ magnétique terrestre, déjà compensé pour une grande partie par un aimant permanent, après avoir obtenu l'équilibre dans un sens pour une résistance R, à l'aide d'un double commutateur-renverseur, on change le sens des deux couples à la fois et on obtient un nouvel équilibre pour une résistance R' :

$$v = \frac{R+R'}{2}\,\frac{\sqrt{L}}{M}.$$

L'emploi de l'électromètre cylindrique (circulaire) rend les expériences particulièrement précises. On a un équilibre stable, un réglage sûr et exact, par le fait que la force passe par un minimum lorsque les deux cylindres sont exactement coaxiaux ; on a obtenu cette coïncidence à moins de $0^{mm},2$; l'erreur correspondante, calculée d'après les formules de Blavier, est de l'ordre du dix-millième.

Dans cette méthode on oppose deux couples constants pour des petits déplacements.

Les mesures qu'on a effectuées pour avoir v sont :

Pour l'électromètre : le rapport des diamètres des cylindres et le bras du levier L. Les deux mesures, on peut les avoir avec une grande précision pour les dimensions que nous avons données aux appareils.

Pour l'électrodynamomètre : n_1 et S'. Pour cette dernière mesure, nous avons employé une méthode nouvelle : ramener la comparaison de S' et d'une bobine-étalon unicouche de grand diamètre à une comparaison de deux résistances. Cette méthode donne largement le $\frac{1}{3000}$ et, comme c'est sous le radical, on a la moitié de cette erreur; sur l'autre facteur de sous le radical, on a la même approximation.

Donc on connaît le radical à moins de $\frac{1}{3000}$.

On a éliminé l'incertitude du point de suspension de l'électromètre sur le bras du levier, comme aussi une certaine flexion de celui-ci, en faisant quatre séries d'expériences à des longueurs différentes L_1, L_2, L_3, L_4, et en obtenant les combinaisons entre ces séries par la formule

$$v = \frac{R_1R_2}{M}\sqrt{\frac{L_2 - L_1}{R_1^2 - R_2^2}}.$$

La détermination de $\sqrt{L_2 - L_1}$ se fait avec une très grande approximation, $L_2 - L_1$ étant de l'ordre de 8 centimètres.

Mais, comme il y a une incertitude de $\frac{1}{2000}$ sur la valeur de l'ohm, suivant qu'on adopte $\frac{106,25}{106}$ ohm légal ou $\frac{106,3}{106}$ ohm légal que nous adoptons, nous donnons pour v le millième seulement.

La mesure de R se faisait après chaque équilibre, directement par une boîte Elliott, disposée en pont et tenue à l'abri des variations de température. Cette boîte a été étalonnée en ohms légaux, et l'ohm mercuriel qui a servi à cet étalonnement a été comparé aux copies [3] et [49] du Bureau international des Poids et Mesures.

La force électromotrice employée a varié de 1500 à 2500 volts; elle provenait d'une dynamo spéciale de haut voltage.

La moyenne de six combinaisons, deux à deux des moyennes des quatre séries, chacune à peu près de vingt déterminaisons, ne différant pas du $\frac{1}{1500}$ entre diverses valeurs d'une même série, donne pour v une valeur comprise entre

$$3,0005.10^{10}$$

et

$$3,0020.10^{10}.$$

SÉANCE DU 15 MAI 1896.

PRÉSIDENCE DE M. BOUTY.

La Séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la séance du 1er mai est lu et adopté.

M. le Président remercie en ces termes les personnes qui ont pris part à l'Exposition annuelle de la Société :

« MESSIEURS,

« N'ayant pu, à mon très vif regret, assister cette année aux séances de Pâques de la Société de Physique, j'aurais préféré me taire. J'ai pensé que je n'en avais pas le droit. L'Exposition annuelle met sous vos yeux le fruit matériel de votre activité scientifique; elle vous permet, en quelque sorte, de dresser le bilan de votre influence dans le monde industriel, que notre science domine et qu'elle transforme journellement. Il appartient à votre président de proclamer cette influence bienfaisante et de vous en présenter le tableau. Si ce n'est qu'une mauvaise esquisse, votre indulgence voudra bien ne pas trop s'en apercevoir.

« Les organisateurs ordinaires de nos Expositions, ont mis, comme de coutume, toute leur activité à en assurer le succès. On m'a dit, et je l'ai cru, que l'aspect des salles était des plus séduisants. Avant d'adresser les compliments de la Société à ceux de ses membres qui ont bien voulu à cette occasion se donner la peine de monter des expériences nouvelles et délicates, qu'ils ont répétées devant vous, avant de constater le zèle si empressé de MM. les Constructeurs d'instruments de précision, toujours disposés à vous apporter les prémisses de leur industrie, je ne puis manquer de signaler en première ligne le magnifique éclairage qui mettait si bien en valeur l'ensemble des objets exposés. La porte d'entrée et la salle du Conseil étaient éclairées par le système à incandescence de la Société française de l'héliogène; le grand escalier et les salles d'exposition du premier étage, par la Société Cance, toujours aussi généreuse à l'égard de la Société de physique.

« Un gaz jusqu'ici inconnu hors des laboratoires de chimie, où on en préparait quelques éprouvettes, l'acétylène, devenu d'une préparation facile, grâce aux découvertes de M. Moissan, commence à faire ses preuves dans l'industrie. Les appareils à acétylène de M. Trouvé éclairaient la rampe et le vestibule de notre Exposition, tandis que, dans nos salles, vous pouviez voir les appareils de MM. Ducretet et Lejeune, Lequeux, les générateurs à acétylène de M. Bullier, l'étalon photométrique à acétylène de M. Violle. Le gaz d'éclairage était représenté sous une forme nouvelle, par les brû-

leurs à combustion complète de M. Bandsept, qui éclairaient d'une façon éblouissante l'entrée du grand escalier.

« Une découverte, dont il est encore impossible d'apprécier toute la portée et de prévoir les innombrables applications, a tenu cet hiver une large place dans nos discussions. Il était légitime qu'elle eût aussi les honneurs des séances de Pâques. Vous avez entendu une belle conférence de M. Perrin, qui, le premier, nous avait apporté ici des expériences sur les rayons X de M. Röntgen. M. Silvanus Thompson, dont vous avez vu, d'autre part, les élégantes expériences sur le magnétisme de rotation, MM. Gouy, Meslin, Benoist et Hurmuzescu, Chabaud, Ducretet et Lejeune, Gaiffe, Imbert et Bertin-Sans, Pellin, Bucquet, vous ont fourni sur le même sujet de précieux documents : tubes d'émissions, appareils divers, belles collections de clichés scientifiques ou pittoresques, qui, avec les clichés de MM. de Waha et d'Huart, obtenus par l'effluve, formaient un ensemble des plus remarquables et devaient exciter au plus haut point la curiosité de nos visiteurs.

« Vous avez vu réunis ici les appareils à l'aide desquels M. Cotton a découvert le dichroïsme rotatoire; ceux dont MM. Maneuvrier et Hurmuzescu ont fait usage pour la mesure, l'un, du rapport des deux chaleurs spécifiques des gaz, l'autre, du rapport *v* des unités électromagnétiques et électrostatiques ; MM. Villard et Weiss vous ont répété les curieuses expériences à l'aide desquelles ils ont rectifié quelques-unes de nos idées : l'un au sujet du point critique, l'autre relativement au défaut possible d'isotropie des corps cristallisés dans le système cubique.

« Nous passons insensiblement de la théorie pure à ses applications avec la machine à résoudre les équations de M. Torres ; les planimètres de Petersen et de Prytz, présentés, l'un, par M. Lamotte, l'autre, par M. Hospitalier ; la stéréo-jumelle et l'appareil pour l'étude des objectifs de M. le colonel Moëssard ; l'appareil pour la mesure de l'indice du cristallin de M. Tscherning ; les échantillons de lithium préparés par voie électrochimique de M. Guntz ; les diapasons et timbres entretenus électriquement de M. Guerre ; l'enregistreur musical de M. Rivoire.

« Dans le domaine de l'électricité pratique, je dois mentionner le wattmètre universel de MM. Blondel et Labour, les accumulateurs à navettes de M. Blot, la dynamo de M. Rechniewsky, les expositions des anciens établissements Cail, de la Société Cance, de M. Cadiot, de MM. Arnoux et Chauvin, dont vous avez remarqué les appareils enregistreurs à molette, de M. Gaiffe qui, entre autres choses, vous présentait le trembleur si ingénieux et divers autres instruments de notre collègue, M. d'Arsonval.

« Je ne voudrais pas trop prolonger une sèche énumération, et cependant comment omettre les remarquables meules en corindon artificiel de M. Werlein, l'exposition si intéressante de la manufacture de Saint-Gobain, les photographies en couleur de M. G. Richard et le chromoscope de M. Camille Nachet, ou encore le phonographe simplifié de M. Lioret, autant d'objets d'une variété charmante devant lesquels vous n'avez pas manqué de vous arrêter au cours de votre visite et qui m'arrêtent aussi

dans un essai de classification méthodique que je renonce à pousser plus loin.

« Et comment pourrais-je me retrouver dans la variété cette fois presque infinie des instruments que vous ont présentés nos constructeurs d'instruments de physique, moi qui, par malheur, n'ai pu bénéficier cette année des explications qu'ils mettent tant de bonne grâce à nous donner? Je prierai simplement MM. Chabaud, Démichel, Digeon, Doignon, Duboscq, Ducretet et Lejeune, Jobin, Nachet, Pillon et Velter, Pellin, Jules Richard, Secretan, Torchebœuf, de Thierry, Verdin et tous leurs collègues d'agréer vos remerciements collectifs, non seulement pour ce qu'ils vous ont apporté ici de nouveau et de rare, mais aussi pour l'aide journalière que nous prêtent si volontiers la plupart d'entre eux, soit au cours de nos séances ordinaires, soit surtout pour la parfaite exécution et le prompt achèvement de nos recherches de laboratoire, dont ils tiennent à honneur de se rendre solidaires.

« Je dois des remerciements particuliers à MM. Ménier, qui, non contents de montrer à nos membres une belle installation de courants diphasés, leur ont offert, dans leur célèbre usine de Noisiel-sur-Marne, la plus prévenante et la plus gracieuse hospitalité. Ils ont su ajouter un charme de plus à une excursion qui a merveilleusement complété le programme déjà si attrayant de l'Exposition de la Société de Physique en 1896. »

M. Bouty donne connaissance à la Société d'une note de MM. Oumoff et Samoïloff, ayant pour titre : *Images électriques dans le champ d'un tube de Hittorf* et accompagnée de dessins et de photographies.

Dans l'expérience classique de M. Röntgen, les auteurs remplacent l'écran fluorescent ou la plaque photographique par une plaque d'ébonite, et développent l'image obtenue en insufflant sur la plaque un mélange de soufre et de minium. Si l'on n'interpose aucun obstacle entre le tube fluorescent et l'écran, soutenu dans l'air à quelques centimètres audessous du tube, on obtient sur les deux faces de l'écran une tache rouge intense, correspondant à la tache fluorescente du tube; le reste de l'écran prend une teinte rougeâtre. Des découpures en métal, en verre, en papier, en contact parfait avec l'écran, donnent, des deux côtés de l'écran, des images rouges bordées d'une bande neutre; le reste de l'écran est rouge.

Les auteurs ont beaucoup varié les conditions de leurs expériences et concluent, d'une manière générale, à la similitude des champs électriques d'un tube Hittorf et d'un conducteur électrisé.

Aimantation des alliages de fer et d'antimoine. — M. Pierre Weiss a étudié l'aimantation d'une série de dix alliages de fer et d'antimoine, dont les propriétés magnétiques sont intermédiaires entre celles des corps faiblement magnétiques et ferromagnétiques. La méthode employée pour déterminer les courbes représentant l'intensité d'aimantation en fonction du champ

est celle du galvanomètre balistique. Sous sa forme habituelle, elle donne l'induction $B = H + 4\pi I$, où H est le champ, et I l'intensité d'aimantation. En général, pour les corps fortement magnétiques, H est incomparablement plus petit que $4\pi I$, tandis que, pour les alliages les moins magnétiques étudiés, H prédomine de beaucoup et masque le terme $4\pi I$ qui est l'objet de la mesure.

En compensant l'action de la bobine inductrice sur la bobine induite, au moyen d'un autre système de bobines avant l'introduction de l'alliage, on isole expérimentalement le terme $4\pi I$, qui peut être alors déterminé avec précision.

Les propriétés magnétiques de ces alliages s'accentuent avec la teneur en fer, comme le montrent les nombres suivants :

Fer 0/0	Susceptibilité magnétique $K = \frac{I}{H}$ à l'origine
26,0	K = 0,00009
29,8	0,00023
33,9	0,00050
38,6	0,0051
42,7	0,125
45,2	0,167
51,2	0,330
54,4	0,82
56,8	1,06

Il se produit un accroissement brusque des propriétés magnétiques, quand la teneur en fer dépasse 38 0/0, composition qui répond à la formule Sb^3Fe^4. La petitesse de la susceptibilité montre que le magnétisme ne peut être dû exclusivement à du fer libre disséminé dans la masse et que l'on a affaire à des composés ayant leur individualité propre au point de vue magnétique.

Les corps faiblement magnétiques sont dépourvus d'aimantation résiduelle et ont une fonction magnétisante rectiligne ; les corps fortement magnétiques, au contraire, ont de l'aimantation résiduelle et une fonction magnétisante curviligne. L'un des alliages étudiés montrent qu'il peut y avoir des corps à fonction magnétisante curviligne dépourvus d'aimantation résiduelle, et que, par conséquent, les deux manifestations de la non-proportionnalité de l'aimantation au champ sont indépendantes.

Le tracé complet des cycles d'hystérésis a été déterminé pour cinq alliages, et leur aire a été mesurée en vue de contrôler la formule de Steinmetz.

Cette formule empirique $E = \eta I^{1.6}$, où E représente l'énergie dissipée dans un cycle, I l'intensité d'aimantation maxima du cycle, et η un coefficient caractéristique de lamatière, repose sur une base expérimentale solide. On possède de très nombreuses expériences dont il est aisé de montrer graphiquement la concordance avec la formule exponentielle en

remarquant que celle-ci, sous la forme logarithmique

$$\log E = \log \eta + 1{,}6 \log I,$$

est représentée par une ligne droite.

Dans les champs très faibles seulement l'accroissement de l'énergie dissipée avec l'intensité d'aimantation maxima du cycle est plus rapide, elle est proportionnelle à la limite, au cube de I, ainsi qu'on peut le déduire d'expériences déjà anciennes de Lord Rayleigh.

L'auteur a repris ces expériences, qui n'avaient pas été faites en vue de la mesure de l'aire des cycles par la méthode du galvanomètre balistique, disposée de façon à compenser par une induction sans fer la partie de l'aimantation proportionnelle au champ et en s'attachant à mesurer avec une grande précision les écarts de la proportionnalité. Les conclusions tirées des expériences de Lord Rayleigh se sont trouvées pleinement confirmées.

Les alliages de fer et d'antimoine dont il vient d'être question obéissent bien à une loi exponentielle, mais l'exposant, au lieu d'être constamment égal à 1,6, varie en partant de 2,17 pour un alliage contenant 43 0/0 de fer, pour tendre progressivement vers 1,6, quand la teneur en fer augmente.

Au cours de recherches sur l'aimantation de la magnétite cristallisée, des mesures de cycles ont été faites sur des prismes taillés parallèlement aux axes ternaire, binaire et quaternaire du système cubique dans des octaèdres du Tyrol. Ici, la loi de l'énergie dissipée n'est plus exponentielle. La représentation logarithmique donne pour les trois directions des courbes concaves du côté de l'axe des abscisses. Ce résultat est d'autant plus curieux que Steinmetz a trouvé la loi de la puissance 1,6 strictement vérifiée pour un échantillon de magnétite compacte. Il semble donc que la cristallisation intervienne pour modifier la loi de l'énergie dissipée, au même titre que la grandeur de l'aimantation en fonction de la direction.

M. D'OCAGNE *décrit la machine à résoudre les équations de M.* TORRES. — Groupant ensemble les termes de même signe d'une équation, on peut l'écrire :

$$(1) \qquad A_{p'}x^{p'} + A_{p''}x^{p''} + \ldots\ldots = A_{n'}x^{n'} + A_{n''}x^{n''} + \ldots\ldots$$

Un nombre est représenté par deux disques ou tambours dont l'un porte une graduation logarithmique de 10 à 100, tandis que le second compte le nombre de tours effectués par le premier, à partir de sa position initiale dans un sens (chiffraison 1, 2, 3.....) ou dans l'autre (chiffraison — 1, — 2, — 3.....). La lecture faite sur le premier donne les chiffres significatifs du nombre inscrit; la lecture faite sur le second fait connaître la position de la virgule. Si, par exemple, on lit 756 sur le premier tambour, 2 sur le second, le nombre inscrit est 7,56. Si on lit 756 sur le

premier, — 2 sur le second, le nombre inscrit est 0,0756. L'ensemble de ces deux tambours a reçu de M. Torres le nom d'*arithmophore logarithmique.*

Pour avoir les racines positives de l'équation (1), il suffira de lier mécaniquement l'arithmophore de x aux arithmophores de

$$A_{p'}, A_{p''}, \ldots\ldots, A_{n'}, A_{n''}, \ldots\ldots,$$

de telle façon qu'à chaque instant la relation (1) ait lieu.

Dès lors, ayant rendu fixes les arithmophores de tous les coefficients moins un, on agira sur l'arithmophore de x de façon à faire varier cette quantité entre les limites (que l'algèbre enseigne à déterminer par de simples opérations arithmétiques), comprenant toutes les racines positives de l'équation, et on observera les instants où l'arithmophore du coefficient variable marquera précisément la valeur qui aura été donnée pour ce coefficient. A cet instant la lecture faite sur l'arithmophore de x fera connaître une racine positive de l'équation. Les racines négatives s'obtiendront de même comme racines positives de la transformée en $-x$.

Tout revient donc à avoir sur deux disques les valeurs des deux membres de (1); si on lie invariablement ces deux disques, de façon que leurs déplacements angulaires soient constamment égaux, l'équation sera satisfaite.

Voici comment M. Torres engendre mécaniquement chacun des deux membres de l'équation (1):

1° Pour déduire mécaniquement x^p de x, il suffit, puisque les déplacements angulaires des arithmophores sont proportionnels aux logarithmes des nombres inscrits, de remarquer que

$$\log x^p = p \log x.$$

La multiplication d'un déplacement angulaire par p s'obtient au moyen d'un équipage de roues dentées facile à définir.

2° Pour déduire de A_p et de x^p la valeur de $A_p x^p$, il suffit de remarquer que

$$\log (A_p x^p) = \log A_p + \log x^p.$$

Tout revient donc à additionner deux déplacements angulaires. Pour le faire, M. Torres se sert de trois manchons enfilés sur le même axe, les deux extrêmes portant des roues identiques R et R', l'intermédiaire, une tige T servant d'axe à une roue d'angle engrenant avec les deux premières. Dans ces conditions, le déplacement angulaire de la tige T est égale à la demi-somme des déplacements angulaires des roues R et R'. Il suffit, dès lors, de lier invariablement cette tige T à un arithmophore dont la graduation soit établie avec une unité deux fois moindre que celle des deux premiers liés aux deux roues R et R'.

3° Reste en posant $A_{p'} x^{p'} = U$, $A_{p''} x^{p''} = V$, à déduire mécaniquement $\log (U + V)$ de $\log U$ et de $\log V$.

Pour cela M. Torres écrit

$$\log(U + V) = \log V + \log\left(\frac{U}{V} + 1\right).$$

On vient de voir comment peut s'effectuer l'addition indiquée dans le second membre. Mais il faut avoir $\log\left(\frac{U}{V} + 1\right)$.

Il est facile d'obtenir $\log \frac{U}{V} - \log U = \log V$.

La solution sera donc complète, si on peut lier à l'arithmophore de $\frac{U}{V}$ celui de $\frac{U}{V} + 1$. Or, si on pose

$$\log \frac{U}{V} = X, \qquad \log\left(\frac{U}{V} + 1\right) = Y,$$

on a

$$Y = \log (10^X + 1).$$

Pour déduire mécaniquement le déplacement angulaire Y du déplacement angulaire X, M. Torres a recours à deux fusées dont le profil est déterminé mathématiquement, et sur lesquelles des dents s'enroulent en hélice. Une roue dentée, dont l'axe est guidé de façon à se déplacer dans le plan des axes des deux fusées, tout en leur restant parallèle, engrène avec les dents de l'une et l'autre fusée, établissant entre les déplacements angulaires de celle-ci le rapport variable voulu.

En réalité, par suite d'une nécessité de construction, le système des fusées engendre mécaniquement la relation

$$Y_1 = \log (10^X + 1) + mX.$$

Le principe de l'addition donné plus haut permet de déduire de là

$$Y = Y_1 - mX.$$

C'est à M. Carpentier que M. Torres a confié le soin de construire le modèle définitif de sa machine.

Recherches sur l'aimantation de la magnétite cristallisée (1);

PAR M. PIERRE WIESS.

INTRODUCTION.

Des quatre corps qui forment le petit groupe des substances fortement magnétiques : le fer, le nickel, le cobalt et l'oxyde de fer magnétique Fe^3O^4, le dernier se trouve dans la nature en cristaux de dimensions souvent considérables appartenant au système cubique. Il m'a paru intéressant de rechercher, sur cet exemple, l'influence que pourrait exercer l'orientation des particules élémentaires dans un corps cristallisé sur cet autre phénomène d'orientation qu'est probablement l'aimantation.

La magnétite compacte a été l'objet d'un certain nombre de recherches. Steinmetz (2) a donné le tracé de quatre cycles d'aimantation. Mais on ne possède presque aucun renseignement sur l'aimantation de la magnétite cristallisée. M. H. du Bois (3) a déduit incidemment de l'étude du phénomène magnéto-optique de Kerr une valeur de l'aimantation à saturation perpendiculaire à la face de l'octaèdre; mais la méthode qu'il emploie ne peut rien apprendre sur l'aimantation en-deçà de la saturation.

Parmi les cristaux que j'ai eus à ma disposition, j'ai pu tirer parti :

1° D'octaèdres du Zillerthal, dans le Tyrol ;

2° De dodécaèdres des gisements classiques de Traverselle et de Brozzo, dans le Piémont.

Toutes les faces de ces derniers cristaux sont couvertes de stries parallèles à la grande diagonale du losange, dont la régularité garantit l'orientation uniforme de la matière.

Plusieurs des échantillons dont j'ai disposé étaient d'une pureté et d'une homogénéité très satisfaisantes dans l'étendue de fragments de plusieurs centimètres, notamment un cristal de Brozzo, sur lequel a été faite la série la plus complète des mesures.

---

(1) Résumé d'un mémoire plus étendu, qui a paru dans l'*Éclairage électrique*; 1896.

(2) STEINMETZ, *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, vol. IX, p. 671; 1892.

(3) H. DU BOIS, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXIX, p. 301; 1890.

Dès es premières expériences, je me suis aperçu que l'aimantation n'était pas la même pour des directions différentes par rapport aux axes cristallographiques, contrairement à ce qui a lieu dans les phénomènes optiques, pour lesquels les cristaux cubiques sont isotropes. J'ai alors eu recours à deux procédés différents pour étudier les variations de l'aimantation avec la direction. D'abord, j'ai employé des prismes taillés suivant les directions des axes quaternaire, binaire et ternaire, sur lesquels j'ai pu déterminer avec précision les courbes représentant les valeurs que prend l'aimantation pour des champs variant dans des limites très étendues. Puis, j'ai opéré sur des disques, au moyen desquels j'ai étudié les valeurs de l'aimantation en fonction de la direction dans un champ extérieur de grandeur constante et d'orientation variable.

A. — Expériences sur les prismes.

1° *Principe de la méthode de mesure.*

Que les mesures d'aimantation soient faites par la méthode magnétométrique ou par la méthode balistique, leur principale difficulté réside dans la détermination du champ résultant du champ extérieur et du champ démagnétisant produit par le corps lui-même. On a recours, pour vaincre cette difficulté, à certaines formes particulières du corps, telles que le tore, le cylindre très long par rapport à son diamètre, ou l'ellipsoïde, pour lesquelles le champ démagnétisant est nul ou calculable.

Il était difficile, par suite de la petitesse des échantillons de magnétite, de se placer dans ces conditions. Je me suis servi de la méthode balistique, en la modifiant de façon à mesurer le champ directement, comme l'aimantation, par une impulsion du galvanomètre. Elle permet alors de se servir des baguettes relativement courtes que l'on peut tailler facilement dans les cristaux de magnétite par les procédés des opticiens.

Supposons que le corps aimanté et le champ magnétisant aient un plan de symétrie commun coupant normalement les lignes de force et la surface du corps et qu'il n'y ait dans le voisinage de ce plan de symétrie de variation brusque ni de la section du corps, ni du champ magnétique.

Quand on traverse la surface d'un corps aimanté, la composante du

champ tangentielle à la surface est continue. Dans le plan de symétrie, cette composante tangentielle existe seule; on pourra donc, dans ce plan, identifier, avec une certaine approximation, le champ à l'intérieur du corps avec le champ extérieur mesuré dans le voisinage immédiat de la surface. Pour faire cette mesure, j'ai placé la baguette de magnétite avec la bobine induite qui l'entoure dans un champ magnétique variable. Cette bobine induite est composée de deux parties de même nombre de tours de fil, la première aussi rapprochée que possible de la surface du corps, et la deuxième entourant la première à une certaine distance. Les deux parties étant accouplées dans le même sens, une impulsion du galvanomètre balistique mesure le flux total traversant la bobine, c'est-à-dire, à une correction près, l'intensité d'aimantation ; puis, le sens de la bobine intérieure étant renversé, l'ensemble des deux bobines est équivalent à une bobine unique, dont la section est l'espace annulaire compris entre les deux bobines. Dans la (*fig.* 1), A et B représentent schématiquement les parties extérieure et intérieure de la bobine, et M,

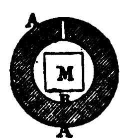


Fig. 1.

la magnétite. La section efficace dans cette deuxième partie de l'expérience est la surface couverte de hachures. Une nouvelle impulsion donne alors le flux passant dans cette région annulaire, c'est-à-dire le champ dans le voisinage immédiat du corps.

J'ai employé cette méthode de la double bobine dans des champs inférieurs à 500 unités, que l'on peut aisément obtenir avec des bobines sans fer, mais elle est beaucoup plus générale et permet de produire le champ avec des électro-aimants, sans qu'il soit nécessaire de s'occuper de la loi d'aimantation des pièces en fer. On pourrait ainsi étudier facilement les variations cycliques de l'aimantation dans des champs de plusieurs milliers d'unités, expériences qui n'ont encore été faites par aucune méthode précise.

Mais cette méthode n'est correcte que si l'assimilation du champ dans le voisinage du corps au champ extérieur est légitime ; on doit

donc soumettre l'uniformité du champ à une discussion dans chaque cas particulier.

Il y a un cas assez général où l'on peut prévoir que la méthode se trouvera en défaut, c'est celui où le champ démagnétisant annule à peu de chose près le champ extérieur, comme cela arrive pour les cylindres en fer gros et courts. Le champ mesuré est alors la différence de deux champs à peu près égaux et dont les écarts de l'uniformité ne suivent, en général, pas la même loi et peuvent prendre une valeur prépondérante par rapport au champ résultant.

On peut porter remède à cet inconvénient en prolongeant les cylindres courts sur lesquels on opère par des pièces de fer placées symétriquement aux deux extrémités, dont l'effet est de diminuer le champ démagnétisant ou même de changer son signe, de sorte que le champ résultant est une somme, au lieu d'être une différence.

La (*fig.* 2) montre de quelle manière cette double bobine a été réalisée expérimentalement. Les appareils qu'elle représente sont placés dans une forte bobine, au moyen de laquelle on obtient facilement un champ de 500 C. G. S. La magnétite MM est entourée de la double bobine *d*, composée de deux parties de 500 tours chacune. Aux points P, P', la magnétite se raccorde avec les cylindres en fer F, F'.

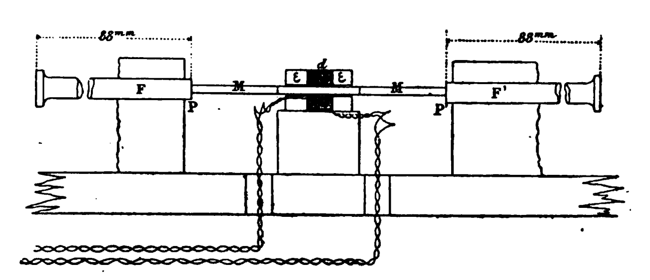


Fig. 2. — Magnétite et bobine induite.

Le barreau de magnétite n'était jamais composé d'une seule pièce, mais d'une partie centrale assez longue pour placer les joints bien au dehors de la bobine et de prolongements symétriques taillés dans le même cristal suivant la même orientation. Les surfaces terminales, dressées avec soin, assuraient une continuité magnétique suffisante.

Le galvanomètre employé dans les mesures balistiques est l'instru-

ment à aiguilles verticales qui a été décrit antérieurement dans ce recueil [1].

2° *Résultats.*

Je ne résumerai ici que les expériences sur la magnétite de Brozzo, qui sont les plus complètes. Les courbes T, B, Q, de la figure 3

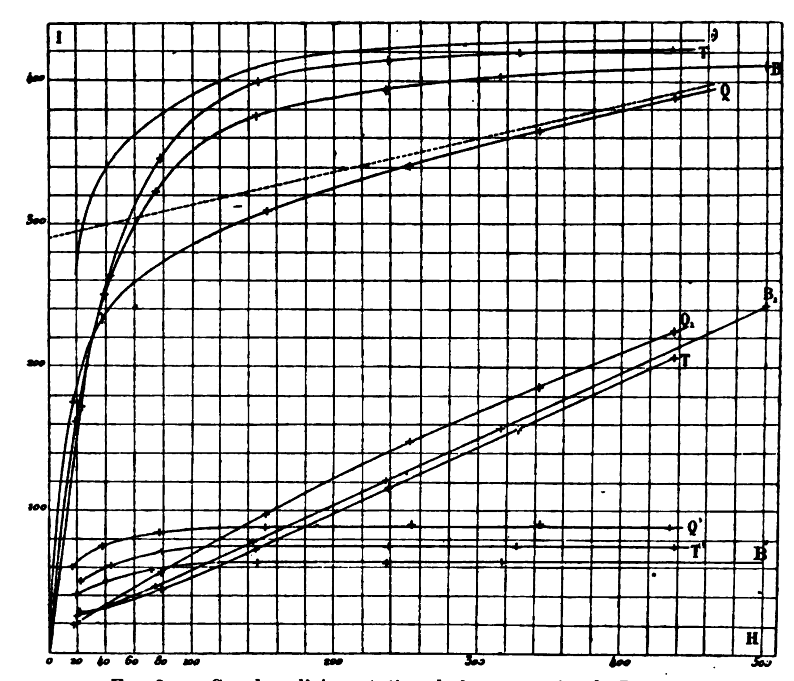


Fig. 3. — Courbes d'aimantation de la magnétite de Brozzo.

1° Aimantation totale	2° Aimantation résiduelle
Courbe T direction de l'axe ternaire	Courbe T' direction de l'axe ternaire
» B » » binaire	» B' » » binaire
» Q » » quaternaire	» Q' » » quaternaire
» θ Voir le texte.	

3° $\frac{H}{I}$ en fonction de H

Courbe T_1 direction de l'axe ternaire
» B_1 » » binaire
» Q_1 » » quaternaire

représentent l'intensité d'aimantation en fonction du champ pour les

[1] *Séances de la Société de Phys.*, p. 102 ; année 1895.

directions de l'axe ternaire, binaire et quaternaire, mesurée sur des prismes parallèles à ces trois directions, tirés d'*un même cristal.*

Dans la plus grande étendue de la courbe, l'aimantation dans la direction de l'axe ternaire est maxima; elle est très voisine de l'aimantation suivant l'axe binaire, tandis que l'aimantation suivant l'axe quaternaire est nettement inférieure; les trois courbes ont leur maximum d'écartement pour un champ voisin de 150 unités, pour lequel les ordonnées sont à peu près comme

$$15 : 18 : 19.$$

Elles se coupent dans le voisinage de $H = 16$ et se placent dans l'ordre inverse entre cette valeur de H et zéro. Cette particularité ne se retrouve pas dans tous les échantillons. Pour la magnétite du Tyrol que j'ai étudiée, les courbes se placent dans le même ordre, dans les champs élevés, et ne se coupent pas dans le voisinage de l'origine.

Les deux courbes T et B ont la forme habituelle des courbes d'aimantation des métaux fortement magnétiques. La courbe Q, au contraire, s'en distingue en ce qu'au lieu d'une asymptote horizontale, comme les deux autres, elle semble avoir une asymptote inclinée d'un angle α, tel que $\operatorname{tg} \alpha = 0{,}235$ environ.

Plusieurs auteurs ont montré que, pour les différentes variétés de fer, l'approche de la saturation se fait suivant une branche de courbe hyperbolique.

Les courbes T_1, B_1, Q_1 (*fig.* 3), représentent l'inverse $\frac{1}{k}$ de la susceptibilité magnétique en fonction de H pour les directions des axes ternaire, binaire, quaternaire. Les deux premières se confondent avec des droites à partir de $H = 120$ C. G. S. L'inverse du coefficient angulaire de ces droites est égal à la valeur de l'aimantation à saturation; on trouve ainsi: 437 et 432, valeurs identiques, eu égard aux erreurs d'expérience et aux impuretés possibles de la matière. La courbe correspondant à l'axe quaternaire ne permet pas une semblable extrapolation. Mais il est vraisemblable que l'aimantation tend aussi vers la même valeur.

3° Hypothèse sur la structure de la magnétite.

Nous pouvons rendre compte des différentes particularités présentées par ces courbes par l'hypothèse suivante. Imaginons un cristal composé de trois systèmes de lames parallèles aux faces du cube séparées par des couches d'une substance non magnétique. Ces lames s'entrecroisent et constituent une sorte de réseau cubique, dans lequel les plans qui limitent la maille sont magnétiques, et l'intérieur de la maille, non magnétique.

Si l'on aimante le corps ainsi composé parallèlement à son axe ternaire, les trois systèmes de lames font avec la direction de l'aimantation des angles de 35° 16′, et l'ensemble se comporte pour cette direction comme une substance homogène.

Le champ étant dirigé suivant l'axe binaire, deux des systèmes de lames sont inclinés à 45° sur cet axe et sont dans des conditions un peu moins favorables à l'aimantation que dans le cas précédent. Le troisième système, au contraire, contient l'axe binaire et s'aimante facilement.

Pour l'aimantation parallèle à l'axe quaternaire, deux des systèmes contiennent la direction de l'aimantation; le troisième, au contraire, lui est perpendiculaire et s'aimante avec une extrême difficulté, et son aimantation sera sensiblement proportionnelle au champ. On doit donc s'attendre à trouver, pour l'aimantation parallèle à l'axe quaternaire, une courbe résultant de la sommation des ordonnées d'une première courbe correspondant aux $\frac{2}{3}$ de la matière placée dans des conditions de facile aimantation et d'une deuxième droite représentant l'aimantation du dernier tiers de la matière. Cette courbe résultante aura donc une asymptote inclinée dont l'ordonnée à l'origine est égale aux $\frac{2}{3}$ de l'aimantation à saturation. Cette condition semble remplie par la courbe expérimentale Q (*fig.* 3). L'ordonnée à l'origine de la ligne figurant l'asymptote hypothétique est :

$$290 = \frac{2}{3} \cdot 435.$$

Comme contrôle de cette hypothèse, on peut déduire des courbes expérimentales la courbe de la substance placée dans les conditions

de plus facile aimantation. Il suffit de retrancher, dans la courbe Q, la partie de l'aimantation proportionnelle au champ donnée par l'asymptote et de multiplier la différence par 3. On obtient ainsi la courbe θ (même figure), qui, comme cela devait être, est au-dessus de la courbe représentant l'aimantation parallèle à l'axe ternaire et semble tendre vers la même aimantation à saturation que celle-ci.

On conçoit que si, dans les directions parallèles aux axes binaire et ternaire, la magnétite se comporte sensiblement comme une substance homogène, la loi linéaire :

$$\frac{1}{k} = a + b\text{H},$$

soit observée.

Supposons que, pour l'aimantation parallèle à l'axe quaternaire, les $\frac{2}{3}$ de la substance obéissent à la formule :

$$\frac{\text{H}}{\text{I}} = a + b\text{H}.$$

Pour le troisième tiers, dont l'aimantation est proportionnelle au champ, on aurait :

$$\frac{\text{H}}{\text{I}'} = \frac{1}{k'} = a',$$

et pour l'ensemble :

$$\frac{\text{H}}{\text{I} + \text{I}'} = \frac{1}{\frac{1}{a + b\text{H}} + \frac{1}{a'}}.$$

Cette formule hyperbolique correspond bien à la courbure *concave* du côté de l'axe des abscisses de la courbe Q_1.

La (*fig.* 3) contient encore les courbes représentant l'aimantation résiduelle pour les trois directions des axes. Elle est sensiblement constante à partir de H = 150 C. S. G. Elle est maxima pour l'axe quaternaire, minima pour l'axe binaire. Ceci ne semble pas être en contradiction avec notre hypothèse sur la structure de la magnétite.

On peut, avec le coefficient angulaire de l'asymptote de la courbe Q, calculer le rapport de l'épaisseur des feuillets magnétiques que nous avons imaginés à celle de la matière non magnétique interposée. Nous pouvons, avec une approximation suffisante, supposer que toute la résistance magnétique réside dans les intervalles non magnétiques. Soient γ l'épaisseur de la matière magnétique par unité

d'épaisseur totale, et ρ la résistance magnétique apparente de l'ensemble ; on a :

$$\rho = 1 - \lambda,$$

mais :

$$\rho = \frac{1}{1 + 4\pi k},$$

et :

$$k = 0{,}235,$$

d'où :

$$\lambda = 0{,}75.$$

Cette épaisseur de la matière magnétique, bien supérieure à celle des intervalles non magnétiques, rend impossible l'enchevêtrement des trois systèmes de lames, en leur conservant des propriétés indépendantes. Nous ne pouvons donc considérer la structure hypothétique que comme équivalente *qualitativement* à la structure réelle.

Pour les détails concernant l'application de la méthode balistique, je renvoie le lecteur au mémoire original.

B. — Expériences sur les disques.

4° *Principe de la deuxième méthode de mesure.*

Les expériences précédentes ne portent que sur les directions des axes de symétrie du cristal. Il était désirable d'avoir des renseignements sur l'aimantation dans d'autres directions. De plus, on peut objecter à ces expériences que l'identité absolue de la matière n'est pas démontrée, bien que des barreaux de différentes orientations aient été taillés dans le même cristal présentant de grandes garanties d'homogénéité.

J'ai pu mesurer l'aimantation en dehors des axes et comparer sa valeur dans différentes directions sur le même échantillon en employant des disques de magnétite.

La méthode employée est encore une forme de la méthode balistique. Les impulsions du galvanomètre mesurent les variations du flux d'induction traversant une bobine induite unique entourant le disque suivant un diamètre.

L'appareil qui a servi dans ces mesures est représenté dans les (*fig.* 4 et 5). Le disque de magnétite est collé avec un peu de cire

sur un disque de laiton de même diamètre supporté par une petite tige fixée dans l'axe de la plateforme d'un goniomètre de Babinet. Les angles de rotation de la plateforme sont mesurés au moyen d'une alidade dont l'excursion est limitée par deux butoirs.

La bobine induite *b* (*fig.* 5) se compose de deux parties de 40 tours, laissant passer entre elles la tige qui supporte le disque. Elles sont

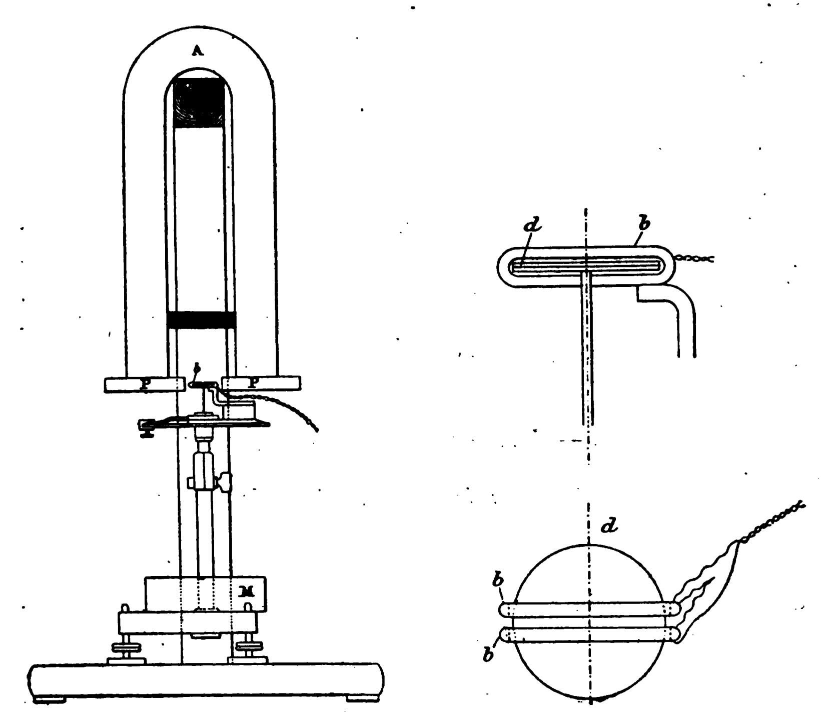


FIG. 4. — Appareil pour la mesure de l'aimantation des disques de magnétite. Échelle $\frac{1}{10}$.

FIG. 5. — Grandeur naturelle.

reliées par un support flexible en plomb, permettant les réglages, à la pièce qui, dans le goniomètre, porte la lunette. On fixe cette pièce ou on limite sa course par deux autres butoirs, et les angles dont elle tourne sont lus sur le cercle divisé.

Un grand aimant A (*fig.* 4) en fer à cheval est suspendu au-dessus du goniomètre et porte, par simple attraction magnétique, deux pièces polaires P en fer doux qui produisent un champ sensiblement

uniforme dans toute l'étendue du disque. Ce champ a été mesuré par le galvanomètre balistique au moyen d'une bobine composée de trois tours de diamètre exactement connu et a été trouvé égal à 353 unités. Une masse de plomb M donne la stabilité nécessaire à l'appareil.

Pour ne pas perdre de vue l'importance relative des différences d'aimantation par rapport à l'aimantation totale, j'ai cherché à déterminer la valeur de cette dernière avec la même unité que ces différences, pour un rayon arbitrairement choisi.

La sensibilité du galvanomètre étant réduite dans un rapport déterminé expérimentalement, et le disque étant fixé de façon à faire coïncider un maximum ou un minimum d'aimantation avec le champ, on fait tourner brusquement la bobine de 180° à partir de la position où elle est traversée par le flux maximum. On mesure ainsi deux fois le flux total.

On fait ensuite la même mesure après avoir enlevé le disque de magnétite. On a ainsi le flux HS′, provenant du champ extérieur H traversant la bobine d'aire S′. La différence des deux mesures donne l'intensité correspondant au rayon origine.

Ces déterminations préliminaires faites, on opère comme il suit : le plan des spires de la bobine étant réglé perpendiculairement au champ magnétique, on cherche par tâtonnements quelles sont les positions pour lesquelles le galvanomètre balistique ne donne aucune impulsion quand on fait tourner le disque d'un très petit angle. La grande sensibilité du galvanomètre permet de déterminer, par cette méthode de zéro, la position des maxima et des minima d'aimantation.

Puis, on fait décrire au disque toute la portion de la circonférence qui n'est pas rendue inaccessible par le support de la bobine, c'est-à-dire près de 300°, en passant brusquement d'un maximum ou minimum au minimum ou maximum suivant. On note l'impulsion correspondante. La somme algébrique de ces impulsions donne alors la différence entre un maximum ou un minimum quelconques et le rayon vecteur origine.

La précision des observations est suffisante pour permettre d'additionner un grand nombre d'impulsions sans craindre de trop augmenter les erreurs par leur accumulation. D'ailleurs, l'égalité des rayons vecteurs distants de 180° constitue une bonne vérification des mesures.

Le détail du tracé de la courbe représentant l'aimantation en fonction de la direction est ensuite arrêté par la mesure de la différence entre les rayons vecteurs d'un certain nombre de points intermédiaires et les maxima et minima voisins.

5° *Composante de l'aimantation perpendiculaire au champ.*

Pour les expériences sur les barreaux taillés parallèlement aux axes de symétrie du cristal, il est naturel de penser que la direction de l'aimantation est celle du champ magnétisant parallèle au barreau. Les mêmes raisons de symétrie n'existent pas quand on aimante un disque suivant un azimut quelconque. Les expériences décrites ci-dessus ne mesurent, par conséquent, pas l'aimantation totale, mais la composante de l'aimantation perpendiculaire au plan des spires de la bobine. Dans le cas général, il y a une composante normale au champ située dans le plan du disque et une composante normale au disque. Je n'ai pas tenu compte de cette dernière, dont l'influence est négligeable (1).

Quant à la composante perpendiculaire au champ située dans le plan du disque, je l'ai déterminée en plaçant le plan des spires de la bobine parallèlement au champ et en opérant comme pour la composante principale.

Il résulte de la discussion de l'influence du champ démagnétisant (2) que l'aimantation normale peut être trouvée de $\frac{1}{10}$ environ trop faible par rapport à l'aimantation parallèle au champ.

6° *Résultats.*

Je ne donnerai que les résultats concernant la magnétite de Brozzo. Ils ont été pleinement confirmés par l'étude d'un certain nombre de disques de magnétite de Traverselle.

J'ai opéré sur six disques de 20 millimètres de diamètre et de $0^{mm},3$ d'épaisseur taillés dans la magnétite de Brozzo;

1° Deux disques parallèles à la face du cube ;

2° Deux disques parallèles à la face du dodécaèdre;

3° Deux disques parallèles à la face de l'octaèdre.

---

(1) Voir le mémoire original.
(2) Voir le mémoire original.

L'orientation de ces disques est repérée au moment de la taille avec une grande précision, grâce aux stries parallèles aux axes binaires qui couvrent toutes les faces dodécaédriques.

Le disque une fois amené à l'épaisseur voulue, on le colle, pour le consolider, sur un couvre-objet de microscope de même diamètre sur lequel sont tracées d'avance des lignes de repère, que l'on fait coïncider, au moment du collage, avec celles de la magnétite.

α. — Disques parallèles à la face du cube.

Les observations faites sur le premier disque parallèle à la face du cube ont été représentées graphiquement dans la (*fig.* 6) en portant sur les rayons vecteurs issus d'un point des longueurs proportionnelles à l'aimantation. La courbe extérieure qui représente la com-

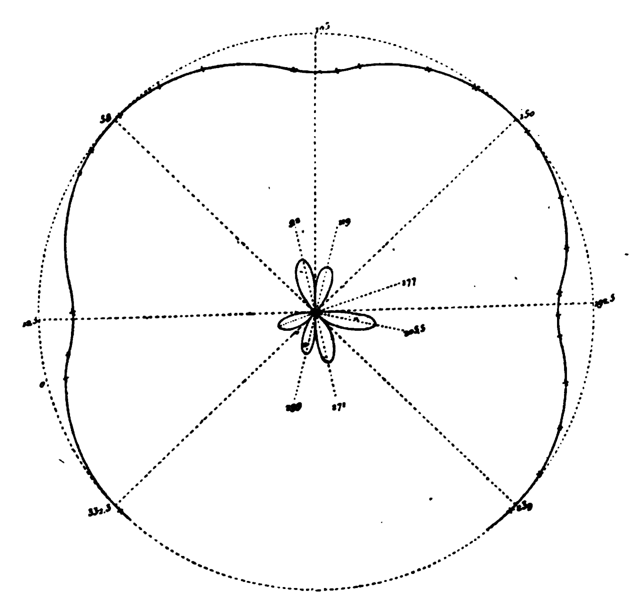


Fig. 6. — *Magnétite de Brozzo.* Premier disque parallèle à la face du cube. Aimantation parallèle et perpendiculaire au champ. Les lignes pointillées indiquent les maxima et les minima.

posante de l'aimantation parallèle au champ présente nettement la symétrie quaternaire ; les maxima d'aimantation correspondent aux axes binaires ; les minima, aux axes quaternaires.

La courbe plus petite au centre représente la composante de l'ai-

mantation normale au champ. Comme on devait s'y attendre, elle passe par l'origine pour les rayons vecteurs qui correspondent aux maxima et aux minima de l'aimantation parallèle au champ. Entre deux directions pour lesquelles elle est nulle, l'aimantation normale au champ passe par un maximum qui est plus voisin de la position du minimum de l'aimantation parallèle au champ que du maximum. L'aimantation tourne donc plus vite que le champ, quand il s'écarte d'un axe d'aimantation minima et moins vite quand il s'écarte d'un axe d'aimantation maxima.

La courbe de l'aimantation normale au champ se compose donc de huit boucles occupant chacune une région angulaire de 45°. Six d'entre elles seulement ont été déterminées et sont représentées dans la (*fig.* 6). Les dissymétries assez grandes qu'elles présentent sont dues probablement aux fissures du disque. Leur influence néanmoins ne masque pas la symétrie quaternaire, qui est indiquée avec netteté par la position des six maxima.

Le deuxième disque parallèle à la face du cube donne lieu à des courbes identiques et confirme les résultats précédents.

β. — Disques parallèles à la face du dodécaèdre.

La (*fig.* 7) représente les observations sur le premier disque parallèle à la face du dodécaèdre, de la même manière que la figure précédente celles du disque parallèle à la face du cube; le deuxième disque conduit à des courbes identiques.

L'aspect général des courbes représentant l'aimantation parallèle et perpendiculaire au champ (*fig.* 7) est encore conforme à ce que faisait supposer la symétrie cubique.

Trois maxima correspondant à des axes ternaires ont été déterminés directement et donnent pour le demi-angle aigu entre les axes ternaires les deux déterminations :

32°,5,
33°,7.

Rapprochons de ces valeurs celles qui sont déduites des observations sur le deuxième disque de la même magnétite de Brozzo :

30°,1
28°,2,

et d'un disque de magnétite de Traverselle :

31°,2
31°,7,

ces valeurs ne sont pas trop éloignées de la valeur théorique :

35°,16.

On remarquera la valeur relativement grande de l'aimantation

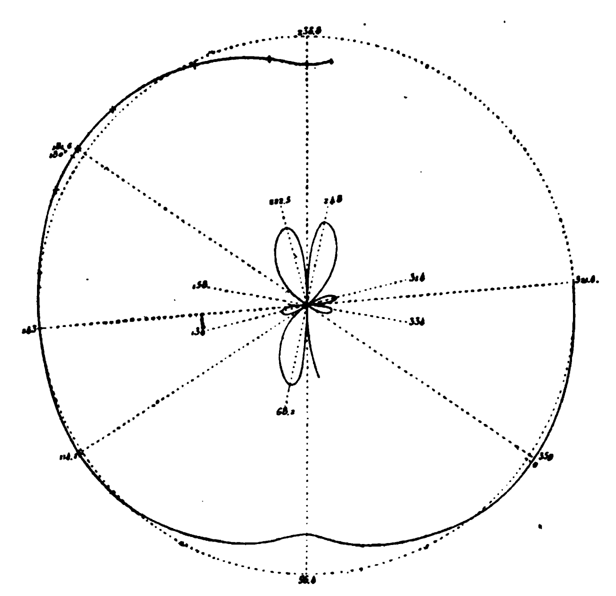


Fig. 7. — *Magnétite de Brozzo.* Premier disque parallèle à la face du dodécaèdre. Aimantation parallèle et perpendiculaire au champ. Les lignes pointillées indiquent les maxima et minima.

transversale pour les directions du champ comprises entre l'axe ternaire et l'axe quaternaire, et la plus grande obliquité par rapport au champ extérieur est de 18°. Or, le champ modifié par l'action démagnétisante du disque est incliné par rapport au champ extérieur en sens inverse de l'aimantation. Il en résulte que l'inclinaison de l'aimantation sur le champ magnétisant vrai est plus grande et atteint 20° environ.

γ. — **Disques parallèles à la face de l'octaèdre.**

Les expériences sur deux disques parallèles à la face de l'octaèdre, taillés dans la magnétite de Brozzo, ont montré des propriétés sensiblement identiques dans toutes les directions.

Pour un disque provenant d'un petit cristal de Traverselle, particulièrement pur et homogène, les variations de la composante de l'aimantation parallèle au champ ont atteint 0,16 0/0 de sa valeur, et la grandeur trouvée pour la composante normale au champ conduit à une obliquité de moins de 1 demi-degré.

On peut en conclure que la magnétite se comporte comme une substance isotrope pour toutes les directions contenues dans une face de l'octaèdre.

Si l'on porte sur tous les rayons issus d'un point l'aimantation que prend la matière dans un champ de grandeur constante, dirigé suivant le rayon considéré, on obtient donc une surface ayant la symétrie du système cubique. Pour la valeur du champ que nous avons utilisée, elle ressemble à un cube à faces creuses et à arêtes arrondies. Cette surface présente quatre sections cycliques parallèles aux faces de l'octaèdre. Le rapport de l'aimantation dans différentes directions varie beaucoup avec la grandeur du champ. L'aspect de cette surface magnétique doit donc être très variable; ce qu'il importe de noter plus que sa forme dans tel ou tel cas particulier, c'est la concordance très satisfaisante de sa symétrie avec celle du système cubique.

7° *Interprétation des expériences sur les disques par la structure de la magnétite.*

J'ai cherché à obtenir des courbes analogues à celles données par la magnétite au moyen d'un système magnétique de structure convenable, formé d'une substance isotrope. J'ai employé à cet effet un disque de toile de fer de 20 millimètres de diamètre, composé de deux systèmes de fils rectangulaires.

Quand on place ce disque dans un champ magnétique un peu intense, l'une des directions à 45° sur les fils s'oriente énergiquement suivant les lignes de force. La direction des fils est donc un minimum d'aimantation et doit jouer le même rôle que l'axe quaternaire de la

magnétite. C'est bien ce qu'ont montré des mesures faites par le procédé employé pour la magnétite et représentées dans la (*fig.* 8).

La courbe extérieure, en traits pleins, représente l'aimantation parallèle au champ. La courbe intérieure représente la composante transversale. Ces courbes sont assez semblables à celles du disque de magnétite parallèle à la face du cube.

Dans l'hypothèse sur la constitution du cristal de magnétite, suivant laquelle il se comporterait comme un enchevêtrement de trois systèmes de plans rectangulaires de matière magnétique séparés par des couches non magnétiques, les fils de la toile métallique seraient analogues aux baguettes découpées par le plan du disque dans les deux systèmes de lames qui lui sont perpendiculaires. Pour représenter le troisième, qui est parallèle au plan du disque, il faudrait ajouter à celui-ci un disque de fer continu dont la masse serait égale à celle de l'un des systèmes de fils. Ce disque ajouterait à

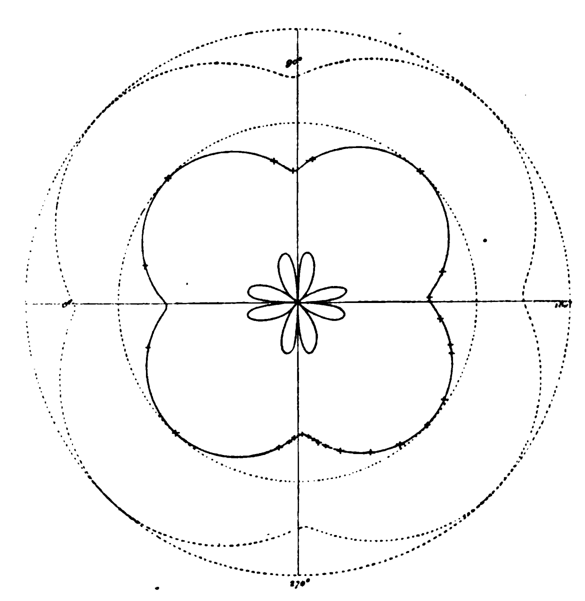


Fig. 8. — Disque de toile métallique. Aimantation parallèle et perpendiculaire au champ.

l'aimantation observée une aimantation constante, égale à la moitié du maximum de l'aimantation de la toile métallique.

En modifiant ainsi la courbe trouvée expérimentalement, j'ai obtenu

la courbe pointillée de la (*fig.* 8). Elle ressemble encore davantage à celle de la magnétite.

8° *Expériences qualitatives.*

On peut mettre en évidence les propriétés magnétiques des disques non isotropes par des expériences qualitatives très simples.

Si l'on pose un disque de magnétite D (*fig.* 9) sur un plan de verre V

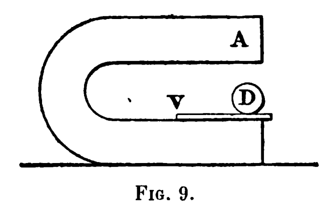
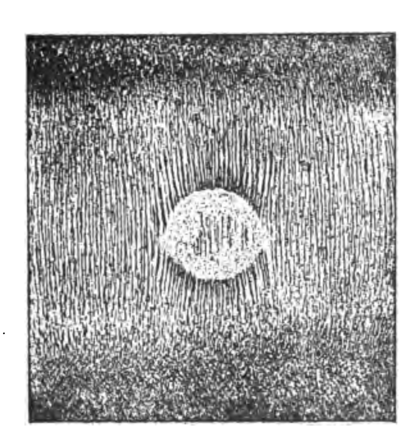


Fig. 9.

placé intérieurement sur l'une des branches d'un aimant A, dont le champ est vertical, le disque se place verticalement dans le plan de symétrie de l'aimant et, tout en glissant vers la région où le champ



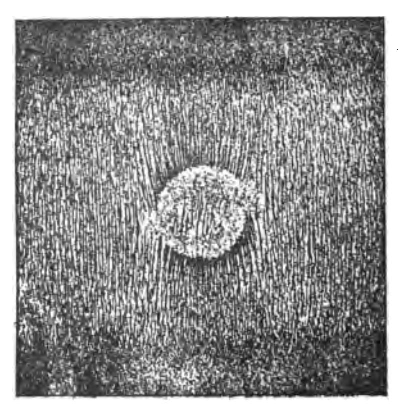


Fig. 10. — Déformation d'un champ magnétique par un disque de magnétite parallèle à la face du dodécaèdre. Position symétrique.

Fig. 11. — Déformation d'un champ magnétique par un disque de magnétite parallèle à la face du dodécaèdre. Position dissymétrique.

est maximum, s'oriente de façon à diriger un de ses axes d'aimantation maxima parallèlement au champ.

Si on l'écarte de sa position d'équilibre par une rotation, il y

revient énergiquement, à moins que, par suite d'un écart un peu grand, un autre axe d'aimantation maxima ne se substitue au premier.

Le disque parallèle à la face de l'octaèdre ne montre aucune tendance à s'orienter.

Nous avons vu plus haut que le champ magnétique est dévié dans l'intérieur du disque en sens inverse de l'aimantation. A l'extérieur, au contraire, on doit avoir une déviation du champ de même sens que l'aimantation, mais moins accentuée.

On peut mettre ces déformations du champ en évidence au moyen des spectres magnétiques. Les photographies (*fig.* 10 et 11) représentent le champ déformé par un disque parallèle à la face du dodécaèdre placé dans la (*fig.* 10), symétriquement par rapport au champ et se comportant comme un disque isotrope, et placé dans la (*fig.* 11), à peu près suivant l'orientation donnant la dissymétrie maxima du champ.

Elles ont été faites dans un champ plus faible que celui des mesures, pour donner au champ démagnétisant une importance relative plus grande. Le disque était fixé sous la plaque photographique avec un peu de cire. On saupoudre de limaille la face gélatine, à la lumière rouge, et on impressionne avec une flamme de gaz. On obtient ainsi le négatif, dont les épreuves ci-jointes sont les copies positives.

Principes de la machine à résoudre les équations de M. Léonardo Torres;

PAR M. MAURICE D'OCAGNE.

I. — M. Leonardo Torres, ingénieur au Corps espagnol des Ponts et Chaussées, a donné une solution mécanique absolument générale et complète du problème de la résolution numérique des équations. Il a indiqué le moyen de construire des machines, uniquement composées de systèmes à liaisons complètes, et tellement disposées que la seule inscription des coefficients sur certains tambours gradués suffit à faire apparaître les valeurs des racines cherchées sur un dernier tambour dont les déplacements angulaires dépendent à la fois de ceux des précédents.

Les principes qu'il a imaginés à cet effet permettent de démontrer la possibilité de la détermination mécanique, non seulement des valeurs des racines réelles, mais encore des modules et des arguments des racines imaginaires, et non seulement pour une équation à une inconnue, mais encore pour un système de plusieurs équations à plusieurs inconnues.

Si, théoriquement, la solution n'est guère plus compliquée dans un cas que dans l'autre, il n'en va pas de même au point de vue pratique, en raison de la multiplicité des organes à faire intervenir.

Si l'on se borne au cas des racines réelles d'une seule équation, il faut remarquer que le problème peut encore être réduit à la recherche des seules racines positives, les valeurs absolues des racines négatives pouvant être obtenues comme racines positives de la transformée en $-x$.

Dans l'exposé qui suit, nous nous bornerons donc à cet énoncé réduit. Le seul modèle que M. Torres ait fait construire jusqu'ici [1], et qui a été placé sous les yeux de la Société de Physique dans la séance du 15 mai 1896, est, d'ailleurs, destiné à la recherche des racines positives des équations de l'une des deux formes:

$$x^9 + Ax^8 = B \quad \text{et} \quad x^9 + Ax^7 = B.$$

II. — Avant toute description mécanique, il convient d'indiquer l'ingénieux procédé par lequel M. Torres représente les nombres entre des limites aussi reculées qu'on peut le désirer:

Que l'on imagine deux tambours portant à leur périphérie, l'un une graduation logarithmique, telle que celle des règles à calcul, s'étendant de 100 à 1.000, l'autre une graduation régulière chiffrée à partir d'une certaine origine, dans un sens de 1 à 20 par exemple, dans l'autre de — 1 à — 20, les divisions 20 et — 20 étant contiguës de part et d'autre du trait diamétralement opposé au trait origine. Ce second tambour est lié au premier de telle sorte qu'il avance d'une division dans un sens ou dans l'autre, alors que le premier fait un tour complet dans un sens ou dans l'autre. Or, pour chaque tour du premier tambour effectué dans le premier sens, l'ordre décimal du nombre représenté augmente d'une unité, et inversement dans le

(1) M. Torres a confié le soin de construire, sur de nouveaux dessins de détail, un modèle plus perfectionné de sa machine, à M. Carpentier, le constructeur parisien bien connu.

deuxième sens. On voit donc, en partant de l'origine, que la lecture faite sur le second tambour n'est autre que la caractéristique du logarithme du nombre lu sur le premier. Elle indique la place où doit être mise la virgule dans ce nombre.

Si, par exemple, on lit à l'index du premier tambour 756, à l'index du second 2, le nombre inscrit est 75,6. Si, au contraire, l'index du second avait marqué — 2, le nombre inscrit aurait été 0,0756.

Avec la graduation telle qu'on l'a supposée ici, on voit qu'on peut ainsi inscrire tous les nombres depuis 10^{-20} jusqu'à 10^{20} avec une erreur relative constante.

L'ensemble de ces deux tambours a reçu de M. Torres le nom d'*Arithmophore logarithmique.*

III. — Cette définition étant posée, remarquons que toute équation algébrique peut, par groupement dans un même membre des termes de même signe, s'écrire

$$(1) \qquad \Sigma A_p x^p = \Sigma A_n x^n,$$

les coefficients A étant tous positifs.

Imaginons qu'on fasse correspondre à chacune des quantités A_p, $A_{p'}$,..., A_n, $A_{n'}$,... et x un arithmophore. Si nous pouvons lier mécaniquement à ceux-ci deux arithmophores sur lesquels s'inscriraient, d'une part, $\Sigma A_p x^p$, de l'autre, $\Sigma A_n x^n$, il suffira de lier ceux-ci de manière que leurs déplacements angulaires soient constamment égaux, pour que, quels que soient les déplacements imprimés au système, les valeurs de A_p, $A_{p'}$,..., A_n, $A_{n'}$,.., et x, lues à chaque instant simultanément sur les arithmophores correspondants, satisfassent à l'équation (1).

Toute la question revient donc à rattacher mécaniquement aux arithmophores de A_p, $A_{p'}$,... et x l'arithmophore de $A_p x^p + A_{p'} x^{p'} + \ldots$

IV. — Ce rattachement repose sur les trois principes suivants :

1° Les déplacements angulaires de l'arithmophore d'une quantité étant proportionnels au logarithme de cette quantité, on voit, puisque

$$\log (x^p) = p \log x,$$

que, pour passer de l'arithmophore de x à celui de x^p, il suffit de faire en sorte que les déplacements angulaires du second soient à ceux du premier dans le rapport de p à 1, condition bien facile à réaliser, comme on sait, au moyen de roues dentées.

2° Pour lier l'arithmophore de $A_p x^p$ à ceux de A_p et de x^p, M. Torres a recours à la remarque que voici :

Si trois manchons M_1, M_2, M_3, enfilés sur un même axe, sont pourvus, les deux extrêmes M_1 et M_3 de roues d'angle identiques, celui du milieu M_2 d'une tige servant d'axe à une roue d'angle engrenant avec les deux premières, on a, entre les déplacements angulaires simultanés, m_1, m_2 et m_3 de ces trois manchons, la relation

$$2m_2 = m_1 + m_3.$$

Si donc les manchons M_1 et M_3 ont les mêmes déplacements angulaires, respectivement, que les arithmophores de A_p et de x^p, les déplacements du manchon M_2 seront égaux à la moitié de ceux de l'arithmophore de $A_p x^p$, ce qui permettra de réaliser mécaniquement ceux-ci.

3° Reste, en posant $A_p x^p = U$, $A_{p'} x^{p'} = U'$,..., à déduire des arithmophores de U, U',..., celui de U + U' + ... Il est bien évident, d'ailleurs, que l'on peut se borner à deux termes, car, une fois effectuée, la somme U + U', il suffit, par le même moyen, d'ajouter U″ au résultat, et ainsi de suite.

La difficulté du problème est celle-ci : les déplacements des arithmophores de U, U' et U + U' doivent être proportionnels aux logarithmes de ces quantités. Or, il n'existe pas de relation algébrique entre log (U + U'), log U et log U'. Pour tourner cette difficulté, M. Torres a imaginé le très curieux artifice que voici, qui, comme on va voir, équivaut à une réalisation mécanique des logarithmes d'addition de Gauss.

On peut écrire:

$$\log(U + U') = \log\left[U'\left(\frac{U}{U'} + 1\right)\right] = \log U' + \log\left(\frac{U}{U'} + 1\right).$$

Si on pouvait avoir sur un arithmophore les valeurs de $\frac{U}{U'} + 1$, la question serait résolue par le moyen indiqué au 2°.

Or, si on pose

$$\log\frac{U}{U'} = V, \qquad \log\left(\frac{U}{U'} + 1\right) = V',$$

On a

$$V' = \log(10^V + 1). \tag{2}$$

Comme on peut lier aux arithmophores de U et de U′ un arbre dont les déplacements angulaires soient proportionnels à

$$V = \log U - \log U',$$

tout revient, en dernière analyse, à lier l'un à l'autre deux arbres dont les déplacements angulaires V et V′ soient liés par l'équation (2). Il suffit pour cela qu'il y ait à chaque instant entre les déplacements élémentaires dV et dV' de ces axes la relation

$$\frac{dV'}{dV} = \frac{10^V}{10^V + 1}.$$

Ce rapport, pour V variant de $-\infty$ à $+\infty$, varie de 0 à 1. Mais on peut déterminer des valeurs $-V_0$ et $+V_0$ de V, telles qu'entre $-\infty$ et $-V_0$ le rapport $\frac{dV'}{dV}$ puisse être considéré comme nul, au degré d'approximation demandé (c'est-à-dire qu'il soit en valeur absolue inférieur à l'erreur permise) et de même qu'entre V_0 et ∞, $\frac{dV'}{dV}$ puisse être considéré comme égal à 1.

On aurait donc à combiner un mécanisme tel que le rapport des vitesses angulaires de deux arbres, égal à 0 pour $V < -V_0$ et à 1 pour $V > V_0$, passe dans l'intervalle de l'une à l'autre de ces valeurs. Un tel mécanisme n'est pas pratiquement réalisable, *faute de pouvoir faire tendre le rapport de deux vitesses angulaires vers zéro.*

Pour tourner cette nouvelle difficulté, M. Torres écrit

$$(3) \qquad V'' = \log(10^V + 1) + mV,$$

m étant une constante positive, d'ailleurs quelconque.

Dès lors

$$(4) \qquad \frac{dV''}{dV} = \frac{10^V}{10^V + 1} + m,$$

et ce rapport, pour V variant de $-V_0$ à $+V_0$, passe de la valeur m à la valeur $m + 1$. Comme il est facile de réaliser mécaniquement la liaison

$$V''' = -mV,$$

il n'y a plus ensuite qu'à effectuer la somme

$$V = V' + V''$$

par le moyen indiqué au 2°.

Pour réaliser mécaniquement la relation (3), M. Torres a recours à deux fusées portées respectivement sur les arbres dont les déplacements angulaires sont V″ et V. Chacune de ces fusées est munie de dents plantées le long d'une sorte d'hélice s'enroulant sur sa périphérie. Avec les dents de l'une et de l'autre engrène une roue dont l'axe est guidé de façon à rester dans le plan des axes des deux fusées, auxquels il est, bien entendu, parallèle. Cette roue intermédiaire, en se déplaçant le long du profil des fusées, réalise le même effet que si les axes de ces fusées portaient chacun une roue de rayon variable, les variations de ces rayons étant les mêmes que celles des rayons des sections successives de chaque fusée.

On conçoit dès lors qu'il est possible, par l'analyse mathématique, de déterminer le profil de ces fusées de façon que le rapport des vitesses angulaires des deux arbres, pour V variant de $-V_0$ à $+V_0$, suive précisément la loi donnée par la formule (4).

5. — Tels sont les principes mathématiques sur lesquels repose la très curieuse machine de M. Torres. Quant au mode d'emploi de cette machine, il résulte de ce qui a été dit dans le second alinéa du numéro 3. Supposons, en effet, que tous les coefficients, sauf un, aient été inscrits sur les arithmophores correspondants et que ceux-ci aient été fixés dans cette position. En agissant alors sur l'arithmophore de x, on fera varier seulement celui du dernier coefficient, et chaque fois que la lecture faite sur cet arithmophore passera par la valeur donnée pour le dernier coefficient, la lecture faite à ce moment sur l'arithmophore de x fera connaître une racine positive de l'équation. Il suffira, d'ailleurs, pour cette opération, de faire varier x entre les limites inférieure et supérieure des racines positives, qui sont données par des règles bien connues.

Images électriques dans le champ d'un tube de Hittorf;

PAR MM. N. OUMOFF ET A. SAMOÏLOFF.

L'influence exercée par un tube de Hittorf sur les corps électrisés démontre que le champ électrique créé dans l'intérieur du tube, s'étend aussi à l'extérieur. Évidemment, les objets introduits dans ce champ soit pour explorer ses propriétés électriques, soit, comme dans les expériences de Lénard et Röntgen, pour produire ou pour recevoir des ombres, acquièrent un nouvel état électrique et modifient, par leur présence, le champ primitif. Il est impossible d'apprécier d'avance cette modification et son rôle dans la production des phénomènes observés. Pour trouver des repères à la résolution de ces questions, nous nous sommes arrêtés à une méthode expérimentale, qui puisse fournir un moyen de se former une idée générale des propriétés électriques du champ du tube de Hittorf et des modifications qu'il subit.

C'est dans ce but que nous remplaçons la plaque photographique ou l'écran fluorescent par une plaque d'ébonite. Nous entretenons le champ électrique pendant deux ou trois minutes ; après quoi, le fonctionnement du tube est arrêté, et la plaque d'ébonite retirée de sa place. Par un mouvement vif, les objets posés sur la plaque sont jetés à terre, et on procède au développement des images en projetant sur la plaque un mélange de soufre et de minium. On le sait, le soufre adhèrera aux parties électrisées positivement, le minium aux parties négatives. C'est ainsi que la couleur des taches révèlera l'état électrique des ombres ; la comparaison de leur configuration à celle des objets indiquera les modifications introduites dans le mode d'action du champ.

Le tube, qui servait à nos expériences, avait (*fig.* 1) la forme d'une poire à base aplatie; *k* représente la cathode; *a*, l'anode. Dans la partie centrale de la base, on avait une tache fluorescente d'un centimètre à peu près de largeur; à une certaine distance on avait encore une zone fluorescente moins intense et concentrique à la tache. Nous plaçons à quelques centimètres au-dessous du tube une plaque, ou écran, d'ébonite *b*, qui reposait ordinairement sur les bords d'un bocal en verre ayant 13 centimètres de diamètre et 21 centimètres de pro-

fondeur. Le mode de soutien de la plaque est tout à fait indifférent à cette condition, que le support soit hors de la partie centrale de la plaque. C'est ainsi que l'écran, au moins ses parties centrales, sont entourées d'air de deux côtés. Les objets sont placés ou au-dessus,

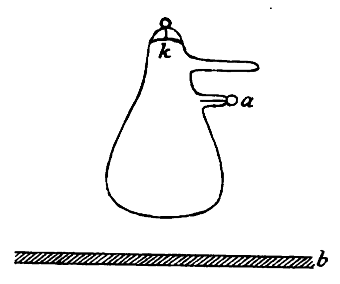


FIG. 1.

ou en-dessous de la plaque ; dans ce dernier cas, des prolongements apportés aux objets et recourbés sur le bord du bocal leur servent de support. Les images étaient développées sur les deux faces de l'écran ; nous avons employé aussi deux écrans, posés l'un sur l'autre, et développé les images sur les quatre faces des écrans.

Passons à la description des expériences.

1° Aucun objet n'étant interposé entre le tube et l'écran, on obtient sur les deux faces de celui-ci une tache rouge intense, correspondant à la tache fluorescente du tube; le reste de la plaque prend une teinte rougeâtre. On trouve le même effet sur les quatre faces de deux plaques en ébonite posées l'une sur l'autre et se trouvant en bon contact. Ainsi, la tache fluorescente du tube de Hittorf provoque une électrisation négative sur les faces des diélectriques en présence, que ces faces soient tournées vers le tube ou qu'elles lui soient opposées. Sur les parties des plaques juxtaposées qui n'étaient pas en contact intime, on trouve des taches jaunes et rouges les unes en face des autres. La tache qu'on reçoit sur la face antérieure de la plaque est distinctement limitée, c'est pourquoi on doit admettre que l'action du tube se propage par des trajectoires émanant de sa surface.

2° En couvrant la plaque d'ébonite par une feuille en zinc, la plaque apparaît rouge sur ses deux faces. En mettant la même feuille au-dessous de la plaque et en contact avec elle, la face de la plaque tournée vers le zinc reçoit une teinte indéterminée. On peut dire

brièvement que chaque corps introduit dans le champ, se trouvant en outre en contact parfait avec un diélectrique, ne change pas l'électrisation négative de celui-ci, produite par le champ, si le corps se trouve entre le tube et le diélectrique; l'action négative du champ se trouve remplacée par une action positive, si c'est le diélectrique qui se trouve entre le tube et le corps. Les expériences suivantes confirment cette conclusion.

3° Des découpures en métal (plomb, zinc, aluminium), en verre, en papier, en contact parfait avec l'écran, donnent de ses deux côtés, quand ils se trouvent au dessus, des images rouges, et quand ils sont en dessous, des images jaunes. Les images sont bordées d'une bande neutre; le reste de l'écran est rouge.

Si, sous la plaque d'ébonite, sur laquelle sont déposées les découpures, on dispose une plaque de verre, le fond rouge qui entoure les images des objets se change en un champ intense ; quant aux images, leur couleur paraît tendre plus au noir. On remarque quelquefois des aigrettes jaunes qui s'échappent des points correspondant aux points saillants des objets. Le bord du bocal en verre, qui soutient la plaque d'ébonite, donne toujours un cercle d'un jaune intense, à l'exception des points qui ne sont pas en contact avec l'ébonite: à ces points correspondent des arcs rouges.

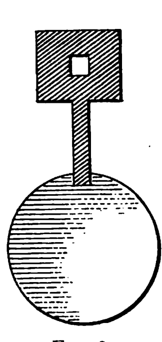
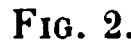



Fig. 2.

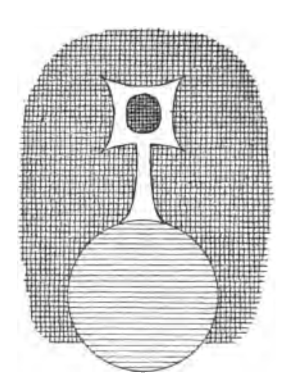


Fig. 3.

4° Un rectangle découpé dans une lame de plomb, et ayant au milieu une ouverture rectangulaire, était placé au dessus de la plaque et en contact avec elle. L'image des parties métalliques est rouge, comme d'ordinaire, l'image de l'ouverture est noire. En éle-

vant cet objet à une hauteur de 1 centimètre au-dessus de l'écran au moyen d'une tige en métal, collée avec de la cire à une rondelle en verre (*fig.* 2), on recevait l'image (*fig.* 3). Les parties en blanc sont des parties neutres : elles sont noires dans l'image et correspondent aux parties pleines de l'objet, qui n'étaient pas en contact avec l'écran. L'image de la rondelle, qui était en contact avec l'écran est rouge, ce qui est désigné dans la figure par des lignes parallèles. L'image de l'ouverture est notablement plus grande que l'ouverture elle-même et d'une couleur jaune intense ; le reste de la plaque est aussi jaune ; cette couleur est représentée dans la figure par un réseau de lignes s'entrecoupant perpendiculairement. Les bords rectilignes de l'objet se présentant dans l'image sous l'aspect de lignes courbes, dans l'image du rectangle extérieur ces courbes tournent leur convexité vers l'intérieur, tandis que dans l'image du rectangle intérieur les courbes limites ont leur convexité dirigée à l'extérieur. Le fait que l'image de l'ouverture est notablement plus grande que l'ouverture elle-même montre qu'on pourrait construire l'image en imaginant des rayons curvilignes, qui, en passant par l'ouverture, convergeraient vers certains points du tube.

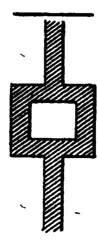
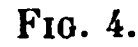



Fig. 4.

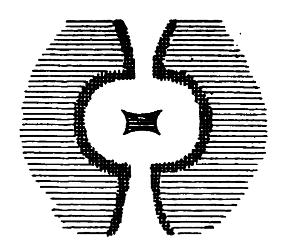


Fig. 5.

5° Un rectangle découpé dans une lame de plomb, avec une ouverture rectangulaire au milieu, était placé au-dessous de la plaque d'ébonite et en conctat avec elle. L'image des parties pleines est jaune intense ; l'image de l'ouverture est noire ; les bords rectilignes de l'ouverture sont remplacés par des courbes qui tournent leur convexité vers l'intérieur. Le même objet (*fig.* 4) était abaissé de 1 centimètre au-dessous de l'écran. L'image est représentée par la (*fig.* 5). Les parties pleines de l'objet se dessinent en noir (blanc de la figure) dans l'image. L'image de l'ouverture est de couleur rouge, plus petite que l'ouverture et limitée par quatre courbes qui tournent leur

convexité vers le centre de la figure. On obtiendrait donc cette dernière en construisant des rayons curvilignes, émergeant de certains points du tube dans la direction de l'ouverture. Ainsi, on voit généralement que le transport de l'objet d'un côté de l'écran à l'autre a pour effet de renverser le phénomène.

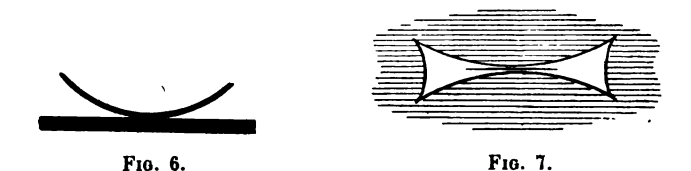


Fig. 6. Fig. 7.

Mentionnons encore qu'une bande métallique à bords parallèles, courbée en arc de cercle et posée par son sommet sur l'écran (*fig.* 6), donne l'ombre noire (*fig.* 7), élargie aux deux bouts et entourée d'un champ rougeâtre.

6° La (*fig.* 8) montre l'image d'une bande en plomb courbée et posée sur l'écran verticalement par un de ses bords. La (*fig.* 9) montre le changement que subit l'image quand on place sous l'écran d'ébonite une plaque en verre.



Fig. 8. Fig. 9.

7° Des bandes de plomb d'une même longueur, mais de largeur différente, étaient courbées en cylindres circulaires (diamètre égal, 2 centimètres environ). En posant un de ces cylindres verticalement sur l'écran d'ébonite, sa base se dessine par un cercle rouge; dans l'intérieur, on a une bande mince noire (neutre) qui entoure une tache jaune. En plaçant au-dessous de l'ébonite une plaque en verre, la tache jaune centrale diminue notablement, et les bandes neutres, à l'intérieur ainsi qu'à l'extérieur, croissent en largeur. Les dimensions de la tache centrale diminuent quand la hauteur du cylindre augmente. En comparant ce phénomène avec celui qui est décrit au n° 4, nous voyons que la tache jaune doit être envisagée comme l'image

d'une ouverture. En couvrant le cylindre par une rondelle en métal la tache jaune centrale disparaît, et nous recevons dans la partie centrale de l'image des traces rouges. La diminution éprouvée par la tache, quand une plaque de verre était introduite sous l'écran d'ébonite, nous conduit, apparemment, à chercher l'ouverture vers laquelle convergent les rayons émanant de certains points du tube, dans l'image optique de la section circulaire du cylindre la plus proche du tube et construite en envisageant le verre comme un miroir.

La tache centrale de l'image d'un cylindre placé au-dessous de la plaque d'ébonite est rouge ; sa grandeur reste la même quelle que soit la hauteur du cylindre, pourvu que son diamètre reste le même. Les phénomènes ne changent pas, si les cylindres en plomb sont remplacés par les cylindres en verre.

Aux expériences mentionnées correspondent encore les suivantes : On place sur l'ébonite des poids en laiton de 500 grammes, 200 grammes et 5 décigrammes ; le dernier seul, qui représente une mince pièce en métal, donne une image rouge ; les deux premiers ne donnent pas d'image distincte. On trouve dans l'image d'une monnaie, placée au-dessus de l'écran, des parties rouges, correspondant aux points qui étaient en contact avec l'écran, et des parties noires, jaunâtres, correspondant aux rentrants de la monnaie. Si cette dernière est placée au-dessous de l'ébonite, la couleur jaune remplace le rouge. On reçoit de cette manière le dessin des faces de la monnaie.

Dans toutes ces expériences, la durée du fonctionnement du tube de Hittorf a une influence sur la netteté et l'intensité de l'image ; le fonctionnement prolongé amène encore une coloration en rouge ou en jaune, selon les cas, des bandes neutres. En recevant les images des objets par notre méthode et par la méthode photographique, nous avons constaté que la couleur jaune correspond aux parties du cliché, attaquées par les rayons X ; la couleur rouge, aux images des objets ; et les bandes neutres, aux ombres qui entourent, par exemple, des images des cylindres.

Des expériences préliminaires nous ont montré que des phénomènes analogues se manifestent quand on remplace le tube de Hittorf par une pointe métallique, réunie au conducteur d'une machine électrique. Des phénomènes semblables, dans des conditions un peu différentes, ont été obtenus au moyen des décharges électriques par M. Auguste Righi (*Memori delle Academia delle scienze dell'Istituto di Bologna*, (4), t. III, 1881, pp. 291-304 et pp. 401-496) ; on trouve

dans ce mémoire une esquisse de théorie. Nous pensons qu'il est indispensable de compléter les expériences ci-dessus décrites, pour élucider différentes questions qui se présentent, et nous nous bornerons à cette conclusion générale que les phénomènes observés doivent être attribués à des flux électriques provenant du tube de Hittorf et des objets en présence, avec le concours d'une polarisation diélectrique ; en ce sens, on doit admettre la similitude des champs électriques d'un tube de Hittorf et d'un conducteur électrisé ; on doit donc en tenir compte dans l'étude des propriétés électriques des rayons Röntgen.

SÉANCE DU 5 JUIN 1896.

PRÉSIDENCE DE M. BOUTY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le Procès-verbal de la séance du 15 mai est lu et adopté.

Est élu membre de la Société :

M. GINSBERG (Alexandre), opticien, ingénieur de la Maison Krauss et Cie, à Paris.

M. LE PRÉSIDENT annonce que M. *Lippmann* veut bien représenter la Société française de Physique aux fêtes du Cinquantenaire d'enseignement de *Lord Kelvin.*

M. OUMOFF, membre du Conseil, assiste à la séance.

M. BOUTY communique une note de M. JOUBIN, *Sur les dimensions des grandeurs électriques et magnétiques.*

M. Joubin suppose que les grandeurs qui s'introduisent dans les systèmes d'unités électrostatiques et électromagnétiques sont de nature purement mécanique. Il en déduit : 1° Que les dimensions des pouvoirs inducteurs correspondants dans les deux systèmes sont respectivement

$$K = M^{-1}LT^{-2}$$
$$K' = ML^{-3}$$

c'est-à-dire que $\frac{1}{K}$ est un coefficient d'élasticité, et K' une densité ;

2° Que le champ électrostatique H représente une pression ; le potentiel électrostatique, une tension superficielle ; la densité de masse électrique, une force par unité de volume, etc. ;

3° Que la densité de courant électrique *i* et la densité de masse magnétique représentent une vitesse angulaire ; le champ magnétique H une

vitesse, etc. La force électromagnétique d'un champ sur un élément de courant serait en grandeur et en direction la force centrifuge composée due à la composition du champ H et de la rotation i.

Sur la détermination du kilogramme; par M. MACÉ DE LÉPINAY. — La masse M du décimètre cube d'eau distillée, privée d'air, à 4°, devait être 1.000 grammes, si le kilogramme prototype correspondait à sa définition. En fait, elle est mal connue, les nombres obtenus par divers observateurs variant entre 999^{gr},653 et 1.000^{gr},480. M. Macé de Lépinay montre que la principale cause d'erreur réside dans la mesure des dimensions géométriques du solide dont on cherche ensuite la perte de poids dans l'eau.

Le solide qu'il a employé est un cube de quartz d'environ 4 centimètres de côté, taillé par M. Werlein. Les avantages de son emploi sont : les surfaces terminales sont uniquement des surfaces planes que l'on sait tailler avec perfection. — On peut appliquer aux mesures absolues les méthodes interférentielles, en prenant comme terme de comparaison la raie verte du cadmium étudiée par M. Michelson. — La dilatation du quartz est parfaitement connue.

Mesures optiques. — Elles ont nécessité la connaissance de l'indice ordinaire du quartz, mesuré sur un prisme tiré du même bloc que le cube. On a pu le déterminer à une demi-unité près du sixième ordre décimal en employant le même goniomètre et prenant les mêmes précautions déjà décrites devant la Société. — Ces mesures ont été faites vers 8°, 17°, 26°, pour connaître l'influence de la température.

Les mesures absolues ont été faites par la méthode des franges de Talbot, à l'aide d'un réseau de Rowland de 3^{m},15 de rayon (3e spectre), en douze régions, quatre pour chaque couple de faces. Elles ont été complétées par des mesures des différences d'épaisseur entre les régions étalonnées et quatre-vingt-une autres régions pour chaque couple de faces.

On a pu ainsi déduire les épaisseurs moyennes des douze épaisseurs absolues, directement mesurées et calculer le volume à 0° du cube supposé à arêtes vives :

$$V_0 = 61{,}75259 \text{ centimètres cubes.}$$

Ce volume serait connu à $\frac{1}{600000}$ près ; si l'on tient compte de l'erreur de l'indice, il ne l'est en réalité qu'à 4,7 millionièmes près.

Pesées. — Le poids de l'eau déplacée a été déduit du poids du cube et de sa densité.

Le poids du cube a été déterminé en valeur absolue par MM. R. Benoît et P. Chappuis au Bureau international des Poids et Mesures, avant toute autre opération. Les écailles alors existantes n'introduisent pas d'erreur appréciable (0^{mmg},004) :

$$P = 163^{gr},68257 \pm 0{,}00002 \text{ gramme.}$$

Il correspond au cube également à arêtes vives.

La densité a été déterminée durant l'hiver aux environs de la température (6°,2) pour laquelle le poids de l'eau déplacée $V_t e_t$ passe par un maximum. La méthode est celle des pesées hydrostatiques, qui a reçu plusieurs perfectionnements.

L'eau employée, deux fois distillée, condensée dans un tube d'argent et directement recueillie dans un récipient doré, n'a jamais été en contact qu'avec des substances inaltérables, quartz, or, platine, argent. Elle était privée d'air par ébullition dans le vide, la pesée du quartz étant faite vingt minutes après la rentrée de l'air. On a trouvé :

$$d_0 = 2{,}650734 \pm 0{,}000001.$$

Le volume du cube est donc :

$$V_0 = \frac{163{,}68257}{2{,}650734} \text{ millilitres} = 61{,}74990 \text{ millilitres} = 61{,}75259 \text{ centimètres}$$

cubes. D'où :

$$1 \text{ litre} = 1{,}000\,044 \text{ décimètre cube.}$$
$$M = 999{,}956 \text{ grammes} \pm 0^{gr}{,}006.$$

M. Macé de Lépinay se propose de tenir compte des impuretés dissoutes dans l'eau, air dissous et matières solides dissoutes. Les expériences relatives à ces dernières n'ont pu encore être effectuées; mais les deux corrections correspondantes seront de signes contraires, et le nombre ci-dessus ne sera certainement pas modifié de plus de quelques milligrammes.

Suivant M. Guillaume, les seules mesures anciennes de la masse spécifique de l'eau, auxquelles on puisse avoir confiance sont celles de Kupffer et de M. Chaney citées par M. Macé de Lépinay. Malheureusement, il est assez difficile d'exprimer les résultats de leurs expériences en unités métriques, ces résultats ayant été donnés en unités nationales.

Les mesures de Kupffer ont été exprimées en dolis par pouce cube, l'eau étant à 13° 1/3 Réaumur; celles de M. Chaney, faites en vue de la détermination du gallon, sont exprimées suivant les termes de la loi britannique définissant le gallon de la manière suivante : « Le gallon est le volume occupé par 10 livres d'eau distillée, pesée à Londres sous la pression de 30 pouces, l'équilibre de la balance étant obtenu par des poids en laiton, l'eau et l'air étant à la température de 62° Fahrenheit. »

Cette définition réduit au minimum les corrections des pesées, mais elle oblige à faire ces corrections lorsqu'on passe aux définitions du système métrique ou du système C. G. S. La plupart de ces corrections peuvent être faites avec une certitude assez grande. La plus douteuse jusqu'ici était celle qui provenait du rapport du yard au mètre. La valeur légale du yard était, jusqu'à cette année, dans la législation anglaise, 1 mètre = 39,37079 inches. Or, des mesures récentes de M. Benoît ont donné 1 mètre = 39,370113 inches ou 1 yard = $0^m{,}9143992$. Ce changement dans la valeur adoptée pour le rapport des deux unités modifie de 1/20000 environ la valeur de la masse spécifique de l'eau, que l'on déduit des mesures de M. Chaney.

Les mesures de Kupffer doivent subir une réduction analogue. L'unité des mesures russes est la sagène de 7 pieds anglais. Cette unité fut décrétée par Pierre le Grand; un oukaze de 1835 fixa de nouveau les unités russes, et de nouvelles copies furent exécutées en partant du yard. Ce travail, fait par Kupffer, semble avoir été exécuté avec beaucoup de soin, de sorte qu'on peut, à défaut de déterminations directes des étalons russes, admettre que le pouce, nominalement égal au pouce anglais, lui est effectivement égal. Les mesures de la masse spécifique de l'eau faites par Kupffer devront donc subir la même réduction de longueur que celles de M. Chaney.

Ces corrections ramènent ces deux groupes de mesures à des valeurs inférieures à l'unité; les observations de Kupffer, celles de M. Chaney et celles de M. Macé de Lépinay s'accordent donc pour attribuer à l'eau une masse spécifique inférieure à l'unité.

C'est déjà dans ce sens que portent les corrections appliquées par Broch aux mesures originales de Lefèvre-Gineau.

Etude des changements de phase produits par diffraction; par M. Macé de Lépinay. — Les changements de phase par diffraction peuvent être mis en évidence d'une manière frappante par la déformation de franges d'interférence. M. Macé de Lépinay a étudié spécialement le cas d'écrans limités par des bords rectilignes, parallèles, indéfinis.

Les demi-lentilles de Billet constituent l'appareil interférentiel le plus commode. La source lumineuse doit être un trou très petit. L'écran diffringent, dont les bords sont normaux aux franges, est introduit sur le trajet de l'un des faisceaux interférents, entre la demi-lentille correspondante et l'image du trou. Dans le cas, en particulier, d'un écran indéfini, les franges, très légèrement sinueuses dans la région géométriquement éclairée, s'infléchissent fortement dans l'ombre géométrique, du côté du faisceau diaphragmé.

M. Cornu s'est également proposé, il y a quelques années, de vérifier la variation continue de la phase dans l'ombre géométrique du bord d'un écran rectiligne, par une expérience directe. L'expérience consiste à placer dans le plan d'observation du phénomène la double fente Arago, parallèle au bord de l'écran: on observe les franges d'interférence bien connues, et la position de la frange centrale définit précisément la différence de phase des deux faisceaux interférents.

Lorsqu'on fait glisser, d'un mouvement uniforme, l'écran dans son plan, de manière à faire passer sur la double fente d'abord la région d'éclat fixe, puis la région d'intensité périodique, la frange centrale reste sensiblement fixe; mais, lorsque l'ombre géométrique atteint la double fente, la frange centrale commence à se déplacer. On constate bientôt que tout le système de franges se meut d'un mouvement continu en sens inverse du mouvement de l'écran; naturellement l'intensité s'affaiblit de plus en plus et finit par s'annuler, quand la double fente est dans l'ombre complète.

On accroît beaucoup la netteté et l'éclat du phénomène, si l'on place la

double fente en avant d'un objectif achromatique, afin d'observer les franges (de Fizeau) au foyer conjugué de la source lumineuse.

Cette forme d'expérience est très instructive, parce qu'elle est susceptible d'une interprétation tout autre, mais équivalente ; elle montre, en effet, que, conformément à la théorie de Fresnel sur les zones efficaces, c'est le bord de l'écran qui devient réellement la source lumineuse quand la double fente est dans l'ombre géométrique. On rattache ainsi à la variation continue de la phase dans l'ombre géométrique les phénomènes d'illumination du contour des objets opaques expliqués par Babinet.

Sur la relation entre le maximum de production des rayons X, le degré du vide et la forme des tubes; par M. CHABAUD. — M. Chabaud fait une communication sur la relation entre le maximum de production des rayons X, le degré du vide et la forme des tubes. M. Hurmuzescu et lui ayant remarqué qu'un tube de Crookes, de forme cylindrique, donnait les meilleurs effets à une pression notablement supérieure encore à celle qui exige un tube en forme de poire, ont pensé qu'on pourrait exagérer la différence en recourant à un tube long et de diamètre faible. Ce tube, présenté à la Société, décharge très rapidement l'électroscope, quoique le vide mesuré à la jauge de Mac Leod n'ait pas été poussé très loin ; il a son maximum pour une pression de 1 centième de millimètre, tandis qu'avec un tube ordinaire le maximum correspond environ à la pression de 1 millième de millimètre. M. Chabaud présente ensuite un certain nombre de tubes, dans lesquels se trouvent trois électrodes, et où l'on peut empêcher la fluorescence de la partie du tube qui se trouve derrière le disque d'aluminium ; ces tubes ménagés peuvent avoir une très longue existence. En construisant des tubes avec un verre de composition spéciale, dont la luminescence propre ne ressemble pas à l'éclat vert des tubes ordinaires, mais est d'un violet particulier, M. Chabaud a obtenu des résultats particulièrement remarquables; il avait constaté que, dans ces tubes, le vide se fait plus vide qu'à l'ordinaire; il a été porté, par les expériences qu'il a effectuées, à supposer que toute la surface interne condense les gaz comme le fait, d'après M. Gouy, la paroi anticathodique; aussi ces tubes, abandonnés à eux-mêmes, sont-ils très résistants, et le courant n'y peut point passer ; mais, si on les chauffe un instant, ils redeviennent propres aux décharges permettant la production de rayons X très efficaces; avec une certaine habitude, on peut régler le courant pour qu'il échauffe lui-même le tube au point voulu, et l'on obtient d'excellents effets pendant très longtemps. Avec des électrodes en palladium, M. Chabaud a obtenu des effets semblables pour d'autres tubes.

En terminant, M. Chabaud présente deux écrans, l'un au tungstate de calcium, l'autre au platino-cyanure de baryum, qui donnent tous deux de beaux effets de fluorescence sous l'influence des rayons X.

M. GUILLAUME présente : 1° de la part de MM. IMBERT, BERTIN-SANS et GAGNIÈRE, de Montpellier, la radiographie d'un enfant né à terme; l'épreuve

montre la chair et tout le squelette, les dents dans les alvéoles, etc. ; 2° Une radiographie de coquillage faite par M. ALBERT LONDE, au *Laboratoire de la Société l'Optique;* l'enveloppe ne projette qu'une ombre assez faible, sur laquelle l'hélice intérieure se détache vigoureusement.

Sur les dimensions des grandeurs électriques et magnétiques;

Par M. P. JOUBIN.

Les dimensions des grandeurs électriques et magnétiques s'expriment provisoirement en fonction de quatre grandeurs fondamentales : d'abord, celle de la mécanique générale L, M, T ; puis, celle d'une quantité purement électrique ou magnétique, K ou K′, pouvoirs inducteurs correspondants. Rien n'indique *a priori* que ces grandeurs puissent s'exprimer exclusivement au moyen des unités mécaniques, c'est-à-dire que les phénomènes électriques ou magnétiques soient des manifestations de propriétés purement mécaniques d'un milieu. Toutefois, la connaissance des dimensions de R et R′ serait d'un si grand intérêt, et de nature à jeter une si vive lumière sur toute une classe de phénomènes encore si inconnus qu'il m'a paru intéressant d'admettre l'hypothèse précédemment énoncée et d'en tirer les conclusions qu'elle comporte.

Or, le problème est moins indéterminé qu'il ne le paraît au premier abord; pour mieux dire, il est complètement déterminé, si l'on part de ce postulatum : *Les grandeurs électriques et magnétiques sont de la même nature que celles de la mécanique rationnelle.*

L'analyse suivante permet de s'en rendre compte : Supposons, pour fixer les idées, que nous eussions exprimé toutes les quantités en fonction de L, M, T et K. L'examen général du tableau ainsi formé nous révèlera tout d'abord les faits suivants :

1° La masse M n'entre qu'avec la puissance 1/2;

2° Si la longueur L entre en même temps que M, c'est avec une puissance fractionnaire ; l'exposant de L est entier ou nul, si M ne figure pas ;

3° Le temps T ne figure que par des exposants entiers ;

4° Enfin, remarque capitale, chaque fois que la masse et la longueur figurent en même temps (par conséquent avec des exposants

fractionnaires), la dimension K s'introduit avec un exposant aussi fractionnaire ; sinon, cet exposant est entier.

De ces considérations générales nous allons déduire les dimensions de K et K′; il suffit pour cela de remarquer que si, d'après notre postulatum, ces grandeurs ne sont pas d'une autre nature que celles que l'on rencontre ordinairement en mécanique rationnelle, leurs dimensions sont nécessairement entières en L, M, T. D'où les deux conclusions suivantes :

1° Les dimensions de K sont impaires en L et M, paires en T ;

2° Le produit KK′ ayant pour dimensions $L^{-2}T^{2}$, K′ est impair en L et M, pair en T ; de plus, l'exposant de M a une valeur égale et de signe contraire dans K et K′. — Cette valeur est d'ailleurs nécessairement ± 1, toutes les grandeurs de la mécanique ne contenant la masse qu'à la première puissance. Nous pouvons le prendre égal à $+1$ pour K′ et -1 pour K, car nous allons voir que la supposition contraire reviendrait simplement à intervertir K et K′. Nous avons donc :

$$K = L^{-1} L_1^{2p-1} T^{2q}$$
$$K' = ML^{-(2p+1)} T^{-(2q-2)}.$$

L'exposant de L peut être ± 3 ou ± 1 ; celui de T, ± 2 ou 0, si K et K′ sont des grandeurs mécaniques. On peut ainsi faire vingt-quatre combinaisons dont douze seulement seront considérées comme distinctes, les douze autres s'obtenant simplement en échangeant les valeurs de K et K′. Or, de ces douze combinaisons *une seule donne à la fois pour* K *et* K′ *des dimensions ayant une signification mécanique* ; c'est la suivante :

$$K = M^{-1}LT^{2},$$
$$K^{1} = ML^{-3}$$

c'est-à-dire que K est un coefficient de compressibilité (inverse d'un coefficient d'élasticité), et K′ une densité ; ce sont précisément les grandeurs qui, dans la formule de Newton $V = \sqrt{\frac{e}{d}}$ donnent la vitesse de propagation d'une onde. Ce sont celles qu'on eût été conduit *a priori* à donner à K et K′ pour représenter la vitesse de propagation d'une onde électromagnétique. Lord Kelvin a déjà observé que la grandeur $\frac{1}{K}$ peut être considérée comme analogue à un coefficient d'élasticité du milieu qui transmet les actions électriques.

Nous laisserons donc de côté l'autre solution consistant à échanger entre elles les expressions de K et de K'.

Ces dimensions conduisent pour les grandeurs électriques et magnétiques à des résultats intéressants. Définissons seulement les grandeurs fondamentales.

I. — *Électrostatique.*

1° Le champ $H = ML^{-1}T^{-2}$, c'est une pression (énergie de l'unité de volume);

2° Le potentiel $V = MT^{-2}$, tension superficielle (énergie de l'unité de surface);

3° Densité d'électricité apparente (masse électrique) : densité superficielle σ, mêmes dimensions que le champ; densité cubique ρ : variation de la pression par unité de longueur (ou force par unité de volume), $ML^{-2}T^{-2}$;

4° Densité d'électricité vraie (quantité d'électricité) : densité superficielle $\varepsilon = K\sigma$, dimensions O, liée à la densité de masse, comme la *variation* d'une grandeur en physique est liée à son *coefficient de variation.*

Densité cubique $d = K$, dimensions L^{-1} ; peut être considérée (en posant $\frac{1}{K} = P_0$) comme définie par l'opération $d = \frac{P_0}{1} \frac{d(P)}{dl}$; même remarque que précédemment.

II. — *Électromagnétisme.*

1° Densité de courant (et densité de masse magnétique), $i = T^{-1}$; vitesse angulaire ;

2° Champ magnétique H' (et intensité d'aimantation), $H' = LT^{-1}$; c'est une vitesse linéaire :

3° Quantité de magnétisme : densité superficielle : quantité de mouvement de l'unité de volume $ML^{-2}T^{-1}$. Densité cubique : variation par unité de longueur de la même quantité ;

4° Potentiel V', énergie de l'unité de quantité de magnétisme ; dimensions $L^{-2}T^{-1}$;

5° Résistivité $ML^{-1}T^{1-}$, moment de quantité de mouvement par unité de volume.

Remarques générales. — Ces résultats semblent devoir jeter quelque lumière sur la nature des phénomènes électriques et magnétiques. C'est ainsi qu'on est conduit immédiatement à rapprocher les forces électrostatiques des forces capillaires ; il est inutile de rappeler les expériences de M. Lippmann qui pourraient conduire directement à cette conclusion.

En électromagnétisme, un courant électrique serait un mouvement tourbillonnaire du milieu ; le champ en chaque point est la vitesse du tourbillon. Or, j'ai montré que, dans un conducteur cylindrique parcouru par un courant, le champ en chaque point intérieur est égal à la densité du courant i multipliée par la distance à l'axe r; c'est bien une vitesse, et, de plus, le mouvement tourbillonnaire se fait d'une seule pièce autour de l'axe, la vitesse angulaire y est constante ; au contraire, à partir de la surface, à l'extérieur, la rotation s'amortit à mesure que la distance augmente.

Le résultat le plus frappant auquel on est conduit est le suivant : la force électromagnétique d'un champ sur l'élément de volume d'un courant est, *en grandeur et en direction*, la force centrifuge composée due à la vitesse du champ H et à la vitesse de rotation du courant i, étant donné que l'on compte la rotation i positivement en sens inverse des aiguilles d'une montre (solénoïde d'Ampère). La formule de Laplace n'est autre que celle de Coriolis.

Au point de vue le plus général, les phénomènes électromagnétiques dépendent de la vitesse (angulaire ou linéaire) ; les phénomènes électrostatiques, de l'accélération (variation de quantité de magnétisme et force électromotrice induite, ou inversement).

Sur une nouvelle détermination de la masse du décimètre cube d'eau distillée, privée d'air à son maximum de densité ;

Par J. Macé de Lépinay.

On sait que, des deux étalons prototypes du mètre et du kilogramme, tels qu'ils ont été établis à l'origine par la Commission de l'Académie des Sciences et reproduits récemment par la Commission internationale du Mètre, ni l'un, ni l'autre, ne correspond à sa définition théorique.

Pour le mètre, cela a peu d'importance. Il constitue une unité bien définie par l'étalon prototype lui-même, par ses nombreuses copies et, d'une manière plus permanente encore, par ses relations avec trois des raies du cadmium (¹).

Il en serait de même pour le kilogramme, si l'on connaissait avec une exactitude suffisante la valeur de *la masse* M *exprimée en fonction de l'étalon du kilogramme, du décimètre cube d'eau distillée, privée d'air, à son maximum de densité, le décimètre étant la dixième partie de l'étalon du mètre* (²).

C'est, en effet, toujours par des pesées que l'on mesure des volumes ou des capacités. On les exprime ainsi en fonction d'une unité spéciale dérivée, non du mètre, mais du kilogramme, et que l'on désigne pour éviter toute ambiguité, sous le nom de litre. Le rapport du litre au décimètre cube est $\frac{1}{M}$.

Encore, fait-on usage, dans ce cas, d'une unité bien définie. Il en est autrement dans d'autres circonstances. C'est, en effet, tantôt par des mesures linéaires, tantôt par des pesées, que l'on détermine des longueurs (par exemple l'épaisseur d'une couche d'argent) ou des surfaces (section d'un tube). Il en résulte des confusions qui ont subsisté pendant onze ans (jusqu'en 1892) dans la définition de l'ohm.

Dans ces trois cas les nombres obtenus par des pesées doivent être multipliés par $\frac{1}{M}$, si l'on veut exprimer les grandeurs mesurées en fonction des unités correspondantes dérivées de l'étalon du mètre.

Le tableau suivant montre à quel point les données que nous possédions relativement à M étaient jusqu'ici insuffisantes.

(¹) MICHELSON, *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*, t. XI.

(²) On se trouverait ainsi réaliser pour le kilogramme ce que Michelson a fait pour le mètre : en donner une définition indépendante de l'étalon prototype lui-même ; mais il faudrait pouvoir atteindre une précision bien supérieure à celle que j'ai pu obtenir dans ce travail.

1799	Lefevre-Gineau et Fabbroni (1) . . M =	1,000gr,000
»	Revision par Broch (2) : de 999,910 à . .	999 ,880
»	Revision par Mendeleeff (3)	999 ,960
1798-1821	Shuckburg et Kater (4)	1,000 ,480
1825	Berzélius, Svanberg, Ackermann (5) . .	1,000 ,296
1834	Stampfer (6)	999 ,653
1841	Kupffer (7)	999 ,989
»	Revision par Mendeleeff	999 ,850
1890	M. Chaney (8)	1,000 ,004
»	Revision par Mendeleeff	999 ,841

Tous ces nombres ont cependant été obtenus par la même méthode générale. Étant donné un solide qui a, approximativement, une forme géométrique simple, on en mesure les principales dimensions en fonction de l'étalon du mètre ; on en déduit son volume en décimètres cubes. On détermine, d'autre part, directement ou indirectement, en fonction du kilogramme, la perte de poids que subit ce solide lorsqu'on l'immerge dans de l'eau pure, privée d'air, à son maximum de densité, d'où l'on déduit son volume en fonction du litre. Le rapport de ce dernier nombre au premier est égal à M.

De ces deux opérations, c'est la première qui me semble présenter le plus d'aléas. Tout d'abord, l'erreur relative sur le volume est triple de l'erreur relative commise sur les dimensions linéaires. Comme d'autre part, on ne peut réaliser qu'approximativement un solide de forme géométrique, on est obligé d'imaginer ce solide décomposé en éléments dont on calcule séparément le volume. On effectue ainsi une série d'approximations dont l'influence sur le résultat final est difficile à apprécier. A ce point de vue, les expériences de Lefevre-Gineau et Fabbroni sont certainement les meilleures, tant à cause de la perfection avec laquelle Fortin avait tourné le cylindre employé que du choix judicieux des dimensions linéaires qui ont été mesurées.

Au point de vue des pesées, ce sont également leurs expériences

(1) *Bases du système métrique*, par MÉCHAIN et DELAMBRE, t. III, p. 558 (rapport de Trallès).

(2) *Commission internationale du mètre*, procès-verbaux, 1873-1874.

(3) *Proceedings Roy. Soc. Lond.*, 5 déc. 1895.

(4) *Phil. Trans. Lond.*, 1798, p. 133, et 1821, p. 316.

(5) *Mémoires de l'Académie des Sciences de Stockholm*, 1825.

(6) *Iahrbücher des K. K. Polyt. Inst. zu Wien.*, t. XVI, p. 53.

(7) *Travaux de la Commission pour fixer les poids et mesures de l'empire de Russie.*

(8) *Phil. Trans. Lond.*, 1892, p. 331.

qui semblent présenter le plus de garanties. Seuls, en effet, ils ont effectué leurs pesées hydrostatiques dans des conditions favorables de température (0°,3) : tous les autres ont opéré trop loin du maximum de densité, à 62° Fahrenheit, soit $16° \frac{2}{3}$ C.

On sait que, malheureusement, nous ne possédons d'autres renseignements sur leur travail que ceux que contient le rapport de Trallès, dans lequel Broch a relevé des erreurs ou même des contradictions qui laissent quelques doutes sur l'exactitude de leurs calculs numériques.

I. — J'ai été conduit à donner au solide que j'ai employé la forme d'un parallélépipède rectangle. Elle présente l'avantage que ce solide est uniquement terminé par des surfaces planes, et l'on sait avec quelle perfection, grâce à M. Laurent, on sait les obtenir aujourd'hui. On peut, d'autre part, dans ces conditions, appliquer aux mesures linéaires les méthodes interférentielles si précises, qui fournissent des mesures absolues si l'on prend comme radiation de comparaison l'une des radiations du cadmium étudiées par M. Michelson, par exemple la raie verte, dont la longueur d'onde, dans l'air à 15° du thermomètre en verre dur, à la pression normale, est $0^{\mu},5085824$. La matière adoptée a été le quartz, qui est inaltérable dans l'eau, et dont les propriétés physiques sont bien connues. Seul, l'indice a dû être directement mesuré au moyen d'un prisme tiré du même bloc que le parallélépipède. La condition d'homogénéité, nécessaire pour les mesures optiques, contraint, il est vrai, à restreindre les dimensions du solide, mais cet inconvénient est bien compensé par la facilité et la précision des mesures. Le parallélépipède, de 4 centimètres environ sur $3^{cm},95$ et $3^{cm},90$ a été taillé par M. Werlein.

Les mesures optiques ont été effectuées par la méthode des franges de Talbot ; sur le trajet de l'une des moitiés du faisceau de lumière solaire issu d'une fente et tombant sur un réseau, interposons normalement une lame réfringente d'épaisseur e_t, d'indice absolu N_t ; l'autre moitié traverse de l'air dont l'indice est ν. Si Λ est la longueur d'onde absolue, la quantité p définie par :

$$p = 2 \frac{N_t - \nu}{\Lambda} e_t$$

eet une fonction continue de la longueur d'onde, dont les valeurs

entières et, en général, impaires (¹) correspondent aux milieux des franges noires dont est sillonné le spectre. Si l'on connaît sans ambiguité les nombres entiers qui caractérisent deux franges sombres comprenant une radiation connue, de simples mesures micrométriques permettent de calculer la valeur p correspondant, dans les conditions de l'expérience, à cette radiation. Cette même formule, dans laquelle on remplace N_t, ν et Λ par leurs valeurs, permettra dès lors de calculer l'épaisseur actuelle e_t de la lame et, par suite, son épaisseur à 0°, e_0, en valeur absolue.

Les données numériques qui ont servi à effectuer ces calculs ont été les suivantes, l'échelle thermométrique étant celle du thermomètre normal à hydrogène :

Dilatation du quartz (Benoît) :

$$\text{Lames parallèles à l'axe : } \frac{e_t}{e_0} = 1 + 10^{-9}(13254{,}6t + 11{,}63t^2);$$

$$\text{» normales »} \quad = 1 + 10^{-9}(7161{,}4t + 8{,}01t^2).$$

Indice de l'air (Mascart et Benoît) :

$$\nu = 1 + 0{,}0002941 . \frac{H}{76} . \frac{1}{1 + 0{,}00367t} .$$

Indice ordinaire (mesuré) :

$$N_t = 1{,}5487381 - 10^{-8}(516{,}8t + 1{,}552t^2).$$

Longueur d'onde (Michelson) :

$$\Lambda = 5{,}087242 \times 10^{-5} \text{ centimètres.}$$

Sans revenir sur des détails d'expériences qui ont été déjà décrits (²), je crois utile de fournir les renseignements nécessaires pour permettre de juger de l'approximation obtenue.

On a employé, pour la mesure de l'indice, le grand goniomètre Brünner précédemment décrit (*loc. cit.*) et pris les mêmes précautions. On a effectué quatre-vingt-une déterminations, réparties en trois

(¹) Elles ne deviennent paires, pour certaines régions du spectre, que si la substance réfringente est douée de pouvoir rotatoire.

(²) *Société de Physique*, 6 avril 1893 : *Journal d. Phys.*, (3ᵉ série), t. II, p. 365, 1893 ; *Ann. de Ch. et de Ph.*, 7ᵉ série, t. V, 1895.

saisons choisies de manière à mettre en évidence l'influence de la température. On peut les réunir de manière à constituer trois groupes *indépendants*, de telle sorte que, pour chacun d'eux, les erreurs provenant soit des mesures des angles du prisme, soit des irrégularités de division du limbe gradué se trouvent éliminées. La moyenne générale conduit à la formule donnée plus haut. Le tableau suivant permet de juger de la concordance entre le calcul et l'observation.

Premier Groupe.

t	N_t observé	N_t calculé
7°,60	1,548 6976	1,548 6979
16 ,14	6510	6507
26 ,04	5922	5930
	Deuxième Groupe.	
8°,21	1,548 6945	1,548 6947
16 ,80	6462	6469
26 ,43	5904	5907
	Troisième Groupe.	
7°,90	1,548 6967	1,548 6963
16 ,49	6488	6487
26 ,40	5918	5909

Il semble permis de considérer les indices calculés par la formule ci-dessus comme exacts à une demi-unité près du sixième ordre décimal, ce qui correspond à une approximation de $\frac{1}{1,000,000}$ sur $N - \nu$, de $\frac{3}{1,000,000}$ sur le volume. Cette précision tient, en partie, à la planéité des faces du prisme employé.

J'ai donné plus haut le principe des mesures optiques d'épaisseur. Quant à l'appareil, il ne diffère de celui qui a été décrit dans un précédent travail que par l'emploi d'un réseau concave de Rowland, de $3^m,15$ de rayon de courbure, obligeamment prêté par M. Violle, et par l'utilisation du troisième spectre de diffraction. Il a été commode de prendre comme repères, non la raie verte du cadmium, mais deux raies voisines du fer, qui la comprennent, et qui existent dans le spectre solaire [1]. Soient p_1 et p_2 les valeurs de p directement mesurées qui leur correspondent ; la valeur de p pour

(1) Elles correspondent aux divisions $0\mu,50837$ et $0\mu,50691$ des photographies de Rowland.

la raie du cadmium, dans les mêmes conditions, est donnée par :

$$p = p_1 + \frac{\lambda_2}{\lambda} \cdot \frac{\lambda_1 - \lambda}{\lambda_1 - \lambda_2} (p_2 - p_1),$$

soit, d'après une série de mesures micrométriques concordantes :

$$p = p_1 + 0,6654\ (p_2 - p_1).$$

Les mesures absolues d'épaisseur n'ont été effectuées qu'en douze régions ainsi définies : Les faces du cube sont supposées numérotées, comme le sont celles d'un dé à jouer, les faces un et six étant normales à l'axe optique. Les épaisseurs observées, quatre pour chaque couple de faces, sont relatives aux bords, au milieu de chacune des faces adjacentes. Elles sont caractérisées par des symboles tels que E(1 — 3 — 6), les chiffres extrêmes indiquant les faces dont on a mesuré la distance, au voisinage de la face définie par le chiffre intermédiaire. Ce sont, en réalité, à cause des dimensions du faisceau lumineux qui traverse la lame (carré de 2 millimètres environ de côté), les épaisseurs moyennes à 1 millimètre du bord.

Il importe de connaître chaque fois avec sûreté la partie entière de p, ou, ce qui revient au même, le numéro d'ordre de la frange qui avoisine immédiatement la radiation étudiée, du côté du rouge. La méthode que j'ai employée est celle que j'ai décrite dès 1885 (1). Elle repose sur l'observation des franges produites par la lame étudiée, au voisinage d'une série de raies du spectre, de B jusqu'en F, et présente, ce qui suffit pour la caractériser, la plus grande analogie avec la méthode classique imaginée, dans le même but, par Fizeau et Foucault. Elle en diffère en ce que le dénombrement des franges devient inutile. Cette détermination des parties entières de p a été particulièrement laborieuse, à cause des expériences préliminaires qu'elle a nécessitées, mais a conduit, dans tous les cas, à des résultats d'une sûreté complète.

La détermination des épaisseurs absolues en certains points doit être nécessairement suivie de l'étude des irrégularités de forme du parallélépipède. Les deux faisceaux interférents sont, à cet effet, séparés sur une partie de leur trajet au moyen de parallélépipèdes Fresnel-Mascart. Si l'on déplace alors de quantités connues, soit dans le sens

(1) *Journal de Physique*, 2e série, t. V, p. 405, 1886.

horizontal, soit dans le sens vertical, la lame que l'on étudie, tout en la maintenant normale au faisceau lumineux qui la traverse, on voit les franges se mouvoir dans le spectre. Sachant qu'au voisinage de la raie D un déplacement d'une largeur de frange, dans le sens du violet au rouge, correspond à un accroissement d'épaisseur de $1^{\mu},083$, on se trouve pouvoir déterminer rapidement la différence d'épaisseur entre l'une des régions étalonnées et une série d'autres régions convenablement choisies, qui ont été au nombre de quatre-vingts pour chaque couple de faces. Les données ainsi obtenues permettent

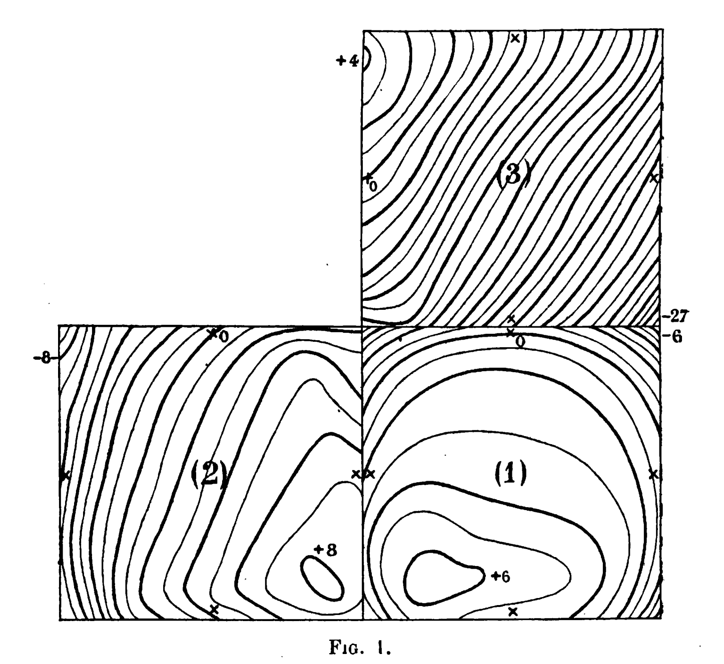


Fig. 1.

de construire les courbes d'égale épaisseur. Celles que reproduit la *fig.* 1 correspondent à des épaisseurs variant par dixièmes de micron [1]. Ces courbes étant tracées, il devient facile (par des mesures d'aires) de calculer, pour chaque couple de faces, les différences entre l'épaisseur moyenne et les épaisseurs aux points étalonnés.

Le tableau suivant résume l'ensemble de toutes ces mesures. On

---

(1) Les chiffres entre parenthèses désignent les faces du parallélépipède tournées du côté de l'observateur.

a indiqué, dans la première colonne, les épaisseurs directement mesurées en valeur absolue. Chacun des nombres inscrits est la moyenne des résultats de trois mesures concordantes, à quelques centièmes de micron près.

Épaisseur moyenne (1 — 6) à 0°.

E (1 — 2 — 6)	4^c,010697
E (1 — 3 — 6)	4 ,010711
E (1 — 4 — 6)	4 ,010693
E (1 — 5 — 6)	4 ,010704
Moyenne :	4^c,010 701 ± 0,0000027

Épaisseur moyenne (2 — 5) à 0°.

E (2 — 1 — 5)	3^c,955967
E (2 — 3 — 5)	3 ,955969
E (2 — 4 — 5)	3 ,955970
E (2 — 6 — 5)	3 ,955975
Moyenne :	3^c,955970 ± 0,0000013

Épaisseur moyenne (3 — 4) à 0°.

E (3 — 1 — 4)	3^c,892092
E (3 — 2 — 4)	3 ,862088
E (2 — 5 — 4)	3 ,892099
E (3 — 6 — 4)	3 ,892095
Moyenne :	3^c,892093 ± 0,0000013

Le volume à 0° serait dès lors :

$$V_0 = 61^{cc},75278.$$

Si l'on tient compte de deux corrections, toutes les deux très petites, tenant, l'une à ce que le faisceau lumineux qui traverse la lame est un peu divergent, l'autre à ce que le parallélépipède n'est pas rigoureusement rectangle, le volume devient :

$$V_0 = 61^{cc},75259.$$

C'est naturellement le volume du parallélépipède supposé à arêtes parfaitement vives. L'erreur relative que l'on peut avoir commise étant la somme des erreurs relatives commises sur les dimensions linéaires, on voit que ce volume peut être considéré comme connu à $\frac{1}{600000}$ près.

II. — La valeur de la masse d'eau distillée déplacée par le parallélépipède a été déduite des résultats de deux opérations distinctes.

La masse absolue du parallélépipède a été déterminée par MM. R. Benoît et P. Chappuis, que je me fais un plaisir de remercier ici. Elle l'a été au sortir même du parallélépipède des mains du constructeur. A ce moment, les arêtes pouvaient en être considérées comme absolument vives, la seule écaille sensible qui ait été observée, et dont l'existence avant les pesées est même douteuse, n'ayant pas un volume supérieur à $0^{mmc},0007$. Cette masse était de :

163,68257 grammes.

La mesure de la densité du quartz qui constitue le parallélépipède a été faite, par contre, en dernier lieu, en hiver, aux environs de la température de 6°,2, pour laquelle la masse d'eau déplacée, $V_t e_t$, passe par un maximum. On a employé la méthode hydrostatique de la manière suivante : un plateau de platine un peu lourd est suspendu

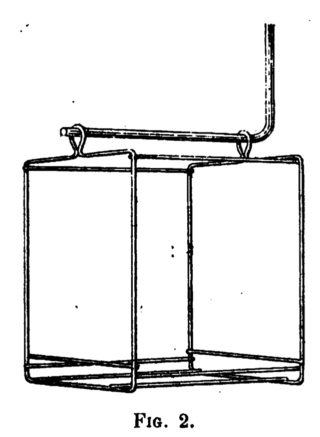


Fig. 2.

par un fil fin de platine à l'extrémité droite du fléau d'une balance de Ruprecht, et plonge dans l'eau contenue dans un vase doré intérieurement. Le parallélépipède est placé au centre d'une cage de fil de platine, très légère, munie à la partie supérieure (*fig.* 2) de deux anneaux qui permettent de la saisir, sous l'eau, au moyen d'un crochet d'argent. On peut de la sorte la transporter alternativement sur le plateau de platine ou à côté, sur le fond même du vase. On est certain ainsi de maintenir absolument constant le niveau du

liquide dans ces deux pesées consécutives, et de maintenir invariables la forme, ainsi que la hauteur du ménisque soulevé le long du fil.

De pareilles pesées hydrostatiques peuvent acquérir une grande précision, malgré les actions capillaires, si l'on prend comme repère, non l'orientation du fléau correspondant à son état de repos, mais celle qui correspond à une émersion de quelques millimètres du fil de suspension [1].

Une marche analogue permet de déterminer le poids apparent, dans l'eau, de la cage seule. Quant au poids apparent du parallélépipède dans l'air, on a eu soin, pour le déterminer, de le placer du même côté de la balance que lors des pesées hydrostatiques. On l'a mesuré avant et après ces dernières, afin de vérifier qu'il ne s'était pas produit de nouvelles écailles pendant ces opérations un peu dangereuses à ce point de vue. Les résultats de ces pesées peuvent être aisément ramenés par le calcul aux mêmes conditions de température et de pression que les pesées hydrostatiques principales : celles de la cage contenant le parallélépipède.

Désignons par P et P′ les poids apparents du quartz dans l'air et dans l'eau, dans les mêmes conditions de température t, de pression, d'état hygrométrique ; par e_t la densité de l'eau à t° rapportée à sa densité maximum ; par $\varphi(t)$ le rapport $\frac{V_t}{V_0}$ pour le quartz ; par d_0 la densité à 0° de ce dernier, par a la densité de l'air par rapport à l'eau ; d_0 se calcule par la relation :

$$d_0 = \frac{Pe_t - P'a}{P - P'} \varphi(t).$$

Les dix valeurs de d_0 qui ont été ainsi déterminées se sont trouvées comprises entre 2,650728 et 2,650736. Leur moyenne est :

$$d_0 = 2{,}650732 \pm 0{,}000001.$$

Pour tenir compte des diverses autres causes d'erreurs, introduites en particulier par les pesées accessoires, nous ne considérons cette densité comme connue qu'à $\frac{1}{1000000}$ près.

---

(1) *Journal de Physique*, 3e série, t. V, pages 267 et 268, 1896. Les figures 1, 2 et 3 de ce travail correspondent à des diamètres du fil de suspension de 0mm,08 pour la première, de 0mm,19 pour la seconde, de 0mm,50 pour la troisième.

L'eau employée a été distillée deux fois, en dernier lieu dans un ballon en verre, la vapeur étant condensée dans un tube en argent, et l'eau directement recueillie dans le récipient doré où devaient se faire les pesées hydrostatiques. Elle était privée d'air par ébullition dans le vide, mais il s'écoulait vingt minutes entre le moment de la rentrée de l'air et celui de la pesée hydrostatique du quartz.

Pour répondre à une observation que M. Mascart a bien voulu me faire, j'ai eu soin de doser l'air dissous au bout de ce temps par l'eau, au niveau même où se trouvait suspendu le parallélépipède. Il est le *quart* de celui qui se trouve dissous dans l'eau saturée d'air. Il en résulte une correction que les déterminations de Marek (1) rendent possible. La densité du quartz à 0° par rapport à l'eau privée d'air à son maximum de densité devient :

$$d_0 = 2,650728.$$

Je me suis proposé également de tenir compte des traces de matières solides qui restaient dissoutes dans l'eau employée. En comparant les densités de deux échantillons d'eau obtenus dans les mêmes conditions que précédemment, mais dont l'un avait été concentré au quart de son volume, j'ai pu me convaincre que l'influence sur la densité de l'eau employée des matières solides était entièrement négligeable (environ $0^{mmg},15$ par litre).

III. — Les résultats de cette étude sont dès lors les suivants :

Le volume du parallélépipède, à 0°, à arêtes vives, est, d'une part :

$$V_0 = \frac{163,68257}{2,650728}\ \text{millilitres} = 61,75004\ \text{millilitres}.$$

Il est égal, d'autre part, à :

$$V_0 = 61,75259\ \text{centimètres cubes.}$$

On en déduit :

$$1\ \text{litre} = 1,000\,041\ \text{décimètres cubes,}$$

et par suite :

$$M = 999^{gr},959.$$

Quant à l'erreur que peut comporter ce nombre, elle résulte immé–

---

(1) *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*, t. III, p. D. 90.

diatement des causes d'erreurs partielles que j'ai signalées dans le cours de ce travail. Elle peut être de :

$$\frac{3}{1000000} + \frac{1}{600000} + \frac{1\,(^1)}{1000000} = \frac{6}{1000000}.$$

La masse M peut donc être considérée comme déterminée à environ 6 milligrammes près.

Sur les changements de phase par diffraction ;

Par M. J. Macé de Lépinay.

Les changements de phase produits par diffraction peuvent être mis en évidence par les déformations de franges d'interférence.

Imaginons que des deux faisceaux lumineux qui, par leur superposition, donnent naissance à des franges d'interférence, que je supposerai rectilignes et parallèles, l'un d'eux puisse être considéré comme indéfini dans toutes les directions, tandis que l'autre soit limité par un écran diffringent. Si φ_1 est, en un point M de l'écran, le retard de la phase du second faisceau sur celle du premier, provenant du phénomène d'interférence seul, φ_2 le retard de la phase dû au phénomène de diffraction, φ_1 et φ_2 sont des fonctions des coordonnées du point M. L'équation de la frange d'ordre p sera :

$$\varphi_1 + \varphi^2 = 2p\pi.$$

Les franges d'interférence seront en même temps déformées et déplacées par diffraction.

Les phénomènes observés sont particulièrement simples, lorsque l'écran diffringent est limité par des bords rectilignes indéfinis et que ceux-ci sont parallèles et normaux aux franges d'interférence.

Dans le premier cas, φ_1 et φ_2 ne dépendent que de la distance x du point observé au milieu de la frange centrale primitive. On observera uniquement un déplacement latéral des franges, sans changement de forme, un changement de distribution qui sera, en général, peu ma-

---

(1) Le premier de ces termes correspond à l'erreur provenant de la détermination de l'indice ; le second, à celle des mesures optiques d'épaisseurs ; le troisième, à celle de la mesure de la densité.

nifeste. On peut rattacher ces phénomènes à ceux qu'a étudiés M. F. Weber [1].

Dans le second cas, φ_2 ne dépend plus que de la distance y du point considéré à l'un des bords de l'ombre géométrique. A une distance donnée de ce bord, les franges d'interférence se déplacent toutes ensemble d'une même quantité, ce déplacement correspondant à $\frac{\varphi^2}{2\pi}$, largeurs de franges, il s'effectue du côté du faisceau diffracté, si φ_2 est positif, c'est-à-dire si la diffraction introduit un retard de la phase. Ce déplacement étant variable avec y, il en résulte une déformation des franges, sans modification dans leurs distances, qui peut rendre très manifeste les phénomènes que nous étudions. Remarquons de suite que, les franges devenant courbes, il sera nécessaire d'employer comme source, non une fente, mais un trou de très petite dimension.

L'appareil interférentiel le plus commode pour réaliser ces expériences est constitué par les demi-lentilles de Billet. Il est aisé de diaphragmer l'un des faisceaux sans modifier l'autre en introduisant l'écran diffringent entre les lentilles et les images de la source données par elles.

Je me contenterai d'étudier le cas le plus simple, celui d'un écran indéfini ; la discussion en est rendue facile par l'emploi de la méthode graphique de M. Cornu.

L'écran diffringent étant d'abord supposé enlevé, le mouvement vibratoire en un point M quelconque, dû au faisceau correspondant, pourra toujours être représenté, en amplitude, par la droite J'J (*fig.* 1) qui joint les deux points asymptotiques de la courbe de M. Cornu, en phase, par l'angle $\frac{\pi}{4}$ que fait cette droite avec l'axe des x.

Introduisons l'écran diffringent, et soit $v = my$ la valeur tabulaire de la distance du point M au bord de l'ombre géométrique, v étant positif lorsque le point M est du côté géométriquement éclairé. L'amplitude en M est représentée par la droite J'A qui joint J au point marqué v de la courbe, la phase par l'angle α de J'A avec l'axe des x. Le changement de phase produit par diffraction est donc $\varphi_2 = \alpha - \frac{\pi}{4}$. On peut le calculer en fonction des intégrales S

(1) *Wied. Ann.*, t. VIII, p. 407 ; — et *Journal de Ph.*, 1re série, t. IX, p. 261 ; 1880.

et C de Fresnel par la formule :

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{S - C}{1 + S + C}.$$

Si v est très grand, positif, φ_2 est sensiblement nul. Si v décroît en restant positif, φ_2 oscille de part et d'autre de zéro, ses valeurs maxima (en valeur absolue) croissant, tout en restant très petites, et ses valeurs nulles correspondant très sensiblement aux maxima et aux minima d'intensité. A la limite même de l'ombre géométrique,

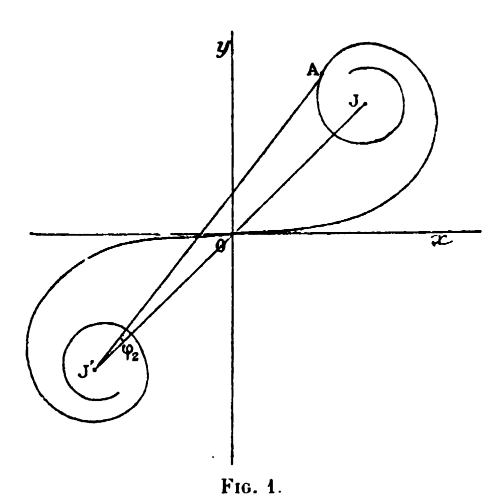


Fig. 1.

$\varphi_2 = 0$. Enfin, à l'intérieur de cette dernière (v négatif, croissant en valeur absolue), la droite J'A tourne indéfiniment dans le même sens ; φ_2 est positif et croît indéfiniment. La discussion se trouve suffisamment résumée dans le tableau suivant, dans lequel, pour v positif, on a inscrit uniquement les valeurs de v qui correspondent aux valeurs nulles ou maxima en valeur absolue de φ_2.

v	$\frac{\varphi^2}{2\pi}$	v	$\frac{\varphi^2}{2\pi}$
2,559	+ 0,0132	0	0
2,343	0	— 1,264	+ 5,000
2,138	— 0,0168	— 1,885	+ 1,000
1,885	0	— 2,353	+ 1,500
1,607	+ 0,0215	— 2,740	+ 2,000
1,264	0	— 3,086	+ 2,500
0,571	— 0,0432	— 3,390	+ 3,000

On voit que les franges d'interférence ont une forme sinueuse, très peu accentuée, dans la partie géométriquement éclairée, et s'infléchissent fortement dans l'ombre géométrique du côté du faisceau diaphragmé. C'est ce que montre la figure 2, reproduction exacte, avec tous ses défauts, d'un cliché obtenu dans les conditions suivantes :

Distances	de la source aux demi-lentilles..........	94^c,5
	des demi-lentilles à l'écran diffringent....	63^c,0
	des demi-lentilles aux images de la source.	97^c,5
	des images à la plaque sensible..........	120^c,0
Largeur de l'écran	....	0^c,30

$m = 8,8$, d'après le cliché même.

Afin d'élargir les franges d'interférence, on a employé comme objectif une lentille cylindrique, à génératrices parallèles aux franges.

Le phénomène observé dans ces conditions peut être considéré comme correspondant à un système de deux écrans indéfinis l'un et

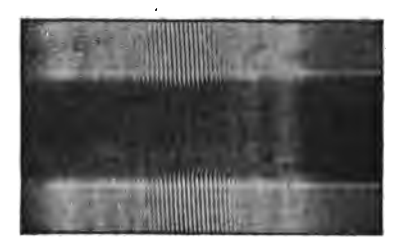


Fig. 2.

l'autre. On distingue très nettement la dernière inflexion des franges avant leur pénétration dans l'ombre géométrique, et on les suit assez loin dans l'intérieur de cette dernière, quoique les intensités des deux faisceaux interférents deviennent rapidement très différentes.

Sur la relation entre le maximum de production des rayons X, le degré du vide et la forme des tubes ;

Par MM. Chabaud et Hurmuzescu.

Ayant remarqué qu'un tube de Crookes de forme cylindrique donnait son maximum de production de rayons X à une pression notablement supérieure à celle qu'exigeait un tube en forme de poire, nous

avons exagéré le phénomène en recourant au tube figuré ci-dessous.

Ce tube avait 83 centimètres de longueur totale et un diamètre intérieur de 15 millimètres ; il était muni à l'une de ses extrémités d'une cathode plate.

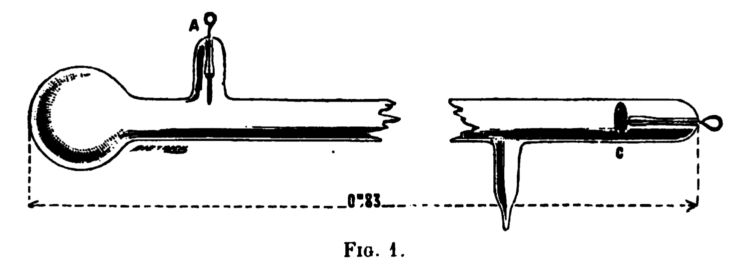


Fig. 1.

Nous avons noté le temps t que mettait à se décharger complètement un électroscope chargé au même potentiel, et cela pour les différents degrés de vide P, mesurés à la jauge de Mac-Leod. Voici les nombres obtenus :

P	t
0mm,025	30″
0 ,012	25″
0 ,010	14″
0 ,0096	40″
0 ,0058	75″

Le tube en forme de poire (tube à croix de Crookes), qui servait de comparaison, a montré son maximum d'action à la pression 0,0011, nombre d'ailleurs établi déjà par M. J. Chappuis.

La forme seule du premier tube a donc déplacé la courbe actinique vers les pressions plus élevées, tout en diminuant la valeur absolue des ordonnées.

Nous avons cherché à utiliser ces résultats et, dans ce but, a été construit le tube (*fig.* 2).

Il est formé par un cylindre portant à son extrémité droite une électrode à surface plane, au milieu une électrode circulaire, et à son extrémité gauche une électrode plane dont le diamètre, plus grand que celui du tube principal, avait pour objet de masquer toute la surface diamétrale de cette partie de l'appareil ; un renflement de 6 centimètres de longueur terminait le tube derrière l'électrode A.

Ce dispositif permet de prendre comme anode B ou A. C étant

toujours cathode, dans les deux cas, les rayons cathodiques frappent sur la paroi A.

Les expériences faites dans ces conditions nous ont permis de conclure que, pour obtenir la plus grande production de rayons X, il faut que l'électrode C constitue la cathode, et l'électrode A l'anode [1]; dans ce cas on ne constate aucune luminescence dans la partie renflée derrière A.

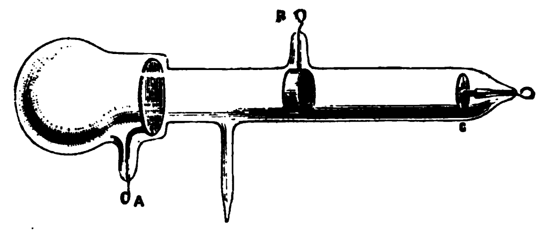


Fig. 2.

M. Chabaud montre aussi à la Société un tube qu'il a construit sur ce principe : il est composé d'une ampoule en verre traversée par le fil qui comporte la cathode; celle-ci, de forme concave, a un diamètre peu différent du tube dans lequel elle pénètre; au foyer de la cathode, un disque en aluminium, constituant l'anode, est soudé au verre et à faible distance de la paroi qui ferme le tube.

M. Chabaud montre encore à la Société un tube genre *focus* qu'il a construit en verre d'une composition spéciale; sa luminescence propre est violette. M. Chabaud a obtenu avec ce tube des résultats particuliers ; il a constaté que, dans ces instruments, le vide se fait beaucoup plus vite qu'à l'ordinaire ; il a été porté, par les expériences qu'il a effectuées, à supposer que toute la surface interne condense les gaz, comme le fait, d'après M. Gouy, sous l'influence du bombardement, la paroi anticathodique.

Un tube de ce genre, abandonné à lui-même, reste très résistant, et le courant se refuse à y passer; si l'on chauffe ce tube, un instant, il devient moins résistant et bon producteur de rayons X; une minute ou deux de repos suffisent à permettre une nouvelle condensation des gaz sur les parois, et le courant se refuse de nouveau à y passer.

---

(1) Ces résultats concordent avec les expériences de MM. Benoît et Hurmuzescu qui ont toujours constaté une intensité plus grande, parfois double, lorsque dans le tube à croix de Crookes la croix était levée.

M. Chabaud fait ensuite fonctionner un tube muni d'une électrode supplémentaire en palladium. Ce tube présente l'avantage d'avoir une durée beaucoup plus longue que les appareils ne portant pas ce dispositif. Lorsqu'un tube de ce genre est devenu trop résistant, on le chauffe à l'étuve, puis on le laisse reposer.

Si, après refroidissement, le tube se montre peu résistant, et, par suite, peu producteur de rayons X, il suffit de prendre pour anode la lame de palladium pour l'amener à la résistance voulue.

Enfin, M. Chabaud présente deux écrans : l'un au tungstate de calcium, l'autre au platino-cyanure de baryum, qui, tous deux, donnent de beaux effets de fluorescence, sous l'influence des rayons X.

SÉANCE DU 19 JUIN 1896.

Présidence de M. Bouty.

La séance est ouverte à huit heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 5 juin est lu et adopté.

Sont élus membres de la Société :

MM. Arbez (Léon), Industriel à Oyonnax (Ain).
Jaubert (Georges), Docteur ès sciences, à Genève (Suisse).
Dr Vigouroux (Romain), chef du service autonome d'électrothérapie à la Salpétrière, Paris.

M. le Président annonce à la Société la mort de *M. Vernier*, ingénieur électricien à Paris, et celle de *M. Stoletow*, ancien membre du Conseil de la Société, professeur à l'Université de Moscou. M. Stoletow, qui aimait beaucoup la France et qui était venu souvent parmi nous, était l'auteur de travaux remarquables sur la fonction magnétisante, sur le rapport des unités électriques, les courants actino-électriques, la vitesse du son, etc. Dans ces dernières années, il avait publié plusieurs mémoires sur l'état critique et les phénomènes qui s'y rattachent. La Société de Physique ressentira vivement la perte de ce savant éminent.

Nouveau dispositif de tube de Crookes donnant, avec de courtes poses, une grande netteté d'images. — M. Colardeau expose les raisons qui l'ont conduit à apporter des modifications à la construction des tubes de Crookes destinés à la photographie par les rayons Röntgen. Les meilleurs tubes employés actuellement à cette application paraissent être ceux du genre dit focus. Avec la disposition et les dimensions qu'on leur donne habituellement, ils

présentent plusieurs défauts, au point de vue de la netteté des images produites et de la rapidité de leur action. Ces défauts peuvent être résumés dans les quatre points suivants :

1° L'enveloppe de verre (dont les dimensions sont à peu près celles d'une orange) doit avoir une épaisseur assez considérable, afin de ne pas s'écraser sous la pression extérieure. Comme le verre est peu transparent pour les rayons X, il arrête, au passage, une grande partie de ceux engendrés à l'intérieur ;

2° Toute la capacité de l'ampoule qui s'étend autour des électrodes participe au passage de la décharge : il y aurait intérêt à concentrer toute l'énergie de cette décharge dans le cône circonscrit à la cathode et au focus ;

3° Des expériences directes ont montré que le flux cathodique agit avec d'autant plus d'énergie sur l'anticathode, que celle-ci est située plus près de la cathode. Dans les focus ordinaires, cette distance, qui atteint plusieurs centimètres, est trop grande ;

4° Enfin, il ne paraît pas exact qu'une cathode concave, en forme de calotte sphérique, concentre exactement en son centre de courbure le flux cathodique qui s'en échappe. En étudiant, par un dispositif spécial, la forme de ce flux, M. Colardeau a trouvé que le point de concentration est variable avec le degré de vide et qu'il est, en général, beaucoup plus loin que le centre de courbure. Par suite, dans les tubes focus ordinaires, si la lame de platine est placée au voisinage du centre de courbure géométrique, elle se trouve loin du point d'étranglement maximum de ce flux : elle est alors rendue active sur une large surface, et la netteté des images en souffre.

Pour remédier à ces inconvénients, M. Colardeau a employé, pour construire l'appareil nouveau qu'il présente, un tube cylindrique de très faible diamètre (6 à 7 millimètres), dans lequel est ajustée une cathode concave de 4 à 5 millimètres de rayon de courbure. Cette cathode est d'un diamètre un peu plus faible que celui du tube, de manière à laisser aussi peu d'espace libre que possible sur son pourtour. La lame inclinée à 45°, formant l'anticathode, n'est distante de la cathode que de 7 à 8 millimètres. Enfin, juste vis-à-vis de la lame focus, et seulement du côté utile de cette lame, la paroi du tube est soufflée en une ampoule hémisphérique très petite et d'une épaisseur de $\frac{1}{10^e}$ de millimètre ; grâce à cette faible épaisseur, elle laisse passer facilement les rayons engendrés sur le focus.

Cet appareil a donné d'excellents résultats. Des photographies d'une netteté irréprochable ont été obtenues par l'auteur avec des temps de pose qui n'ont pas, en général, dépassé une minute. La bobine employée était de petit modèle (26 centimètres de longueur).

Citons, en particulier, parmi ces épreuves, celles du squelette d'une couleuvre, d'une grenouille, de plusieurs lézards, dans lesquelles la délicatesse des détails obtenus ne peut être comparée qu'à celle que fournirait, avec la photographie ordinaire, l'emploi d'un excellent objectif.

Grâce à cette finesse de détails, M. Colardeau a pu aborder avec succès la réalisation d'épreuves stéréoscopiques. Il termine sa communication en faisant examiner, par les membres de la Société, quelques-unes de ces épreuves qui apparaissent avec un relief saisissant.

M. Guillaume pense, comme M. Colardeau, qu'il y a tout avantage à réduire le trajet des rayons cathodiques. S'il est vrai que les rayons X soient dus aux vibrations des molécules de l'anticathode sous l'action du choc des atomes formant le bombardement cathodique, on admettra sans peine que les propriétés particulières des nouvelles radiations sont dues à l'énorme vitesse de ces atomes; on peut trouver une cause additionnelle de réduction de vitesse des ions dans l'action électro-dynamique qu'exercent sur les corps voisins ces particules chargées d'électricité et agissant à la manière d'un courant. Comme la décharge consiste en chocs séparés, chacun d'eux exercera une action inductrice qui consommera une partie de son énergie.

En ce qui concerne la durée des rayons produits par une seule étincelle de la bobine, on peut remarquer, dans l'épreuve, projetée par M. Colardeau, d'une petite roue en mouvement, que l'action présente deux maxima au moins, qui semblent correspondre à des décharges distinctes, l'étincelle de la bobine ayant été oscillatoire ou simplement interrompue. D'ailleurs, la décharge d'une bobine ayant une forte induction propre dure pendant un temps qui est loin d'être négligeable, et qui semble être au moins de l'ordre de grandeur de la durée d'extinction des rayons X. On ne sera donc exactement renseigné sur cette durée qu'en actionnant le tube par une étincelle très subite, par exemple celle que l'on obtient dans le circuit d'un condensateur ayant peu d'induction propre.

M. J. Chappuis rappelle qu'il a déjà présenté à la Société des épreuves très nettes faites avec un tube focus présentant la disposition ordinaire, mais dont la plage anticathodique n'a que 6 à 7 millimètres de côté. Il ajoute qu'il a obtenu aussi, avec une seule étincelle, des épreuves instantanées du contour d'objets métalliques, et qu'il pense être arrivé à la limite maxima de puissance qu'on peut espérer atteindre avec ce genre d'appareils. Les tubes présentés par M. Colardeau semblent, il est vrai, donner des effets aussi puissants que le focus dont il dispose, avec des moyens beaucoup plus faibles. Mais, si l'on voulait employer sur ces nouveaux tubes de petite dimension les moyens d'action qu'il applique aux focus ordinaires, les électrodes entreraient en fusion et les tubes seraient mis de suite hors de service.

M. Colardeau répond qu'il ne peut partager l'opinion de M. Chappuis, car il a précisément soumis plus d'une fois le tube même qui figure sous les yeux de la Société à l'épreuve de la décharge de la bobine de très grand modèle que tout le monde connaît. Or, chacun peut constater que le tube est sorti de cette épreuve absolument intact. Deux photographies obtenues avec ces poses instantanées figurent dans la collection qui vient

d'être déposée sur le bureau. Ce ne sont plus de simples silhouettes du contour d'objets métalliques, mais bien des épreuves complètes de doigts dans lesquelles on aperçoit les détails de l'ossature. Le nouveau tube permet donc de traverser, par une décharge instantanée, des corps d'une épaisseur assez considérable.

Interprétation géométrique des intégrales de Fresnel, par M. Oumoff. — L'auteur montre qu'en projetant une parabole enroulée sur un cylindre circulaire, sur deux plans rectangulaires passant par l'axe du cylindre, la somme algébrique des aires limitées par les courbes et l'axe de z, et prises positivement ou négativement, selon que leur position correspond aux directions positives ou négatives des axes x et y, représente les intégrales de Fresnel. De là, découle une méthode approchée du calcul de ces intégrales et la construction d'intégrateurs.

Sur la formation et écoulement des gouttes dans un champ électrique ou dans un champ magnétique, par M. Oumoff. — L'auteur fait écouler de l'eau et une faible solution par goutte, sous pression constante, dans un champ magnétique ou électrique. L'écoulement est retardé pour un liquide diamagnétique, dans les parties du champ où la direction de la gravité est contraire à celle dans laquelle décroît la force du champ. L'écoulement est accéléré là où ces deux directions sont concordantes. L'inverse a lieu pour un liquide paramagnétique. L'auteur expose une théorie et écrit une équation générale pour une surface de séparation de deux liquides, en tenant compte de l'action du champ et de la tension superficielle. Il fait aussi mention d'une correction qu'il faut faire dans le calcul de la pression sous laquelle se fait l'écoulement d'un liquide dans un vase de Mariotte.

Sur les lignes antithermes, par M. Oumoff. — En considérant le rapport d'une quantité de chaleur communiquée à un corps dans une transformation infiniment petite à la variation de la température, comme capacité calorifique du corps dans cette transformation, l'auteur divise toutes les transformations d'un corps en deux groupes tels que les capacités calorifiques sont égales en valeurs absolues, mais de signes contraires. Ces deux groupes sont désignés par les noms *thermes* et *antithermes*. Enfin, l'auteur trouve les équations des antithermes des isopiestres et isomètres, et fait mention des propriétés géométriques des systèmes des thermes et antithermes.

Sur une nouvelle forme de tubes de Crookes permettant d'obtenir, avec de courtes poses, des images photographiques d'une grande netteté;

Par M. E. Colardeau.

Les images fournies par les rayons Röntgen étant assimilables à de véritables ombres portées par des radiations à trajectoire rectiligne, la condition de netteté pour ces images est que la source qui émet les rayons ait une étendue extrêmement petite et, autant que possible, comparable à un point.

Cette condition était très mal réalisée dans les premiers tubes employés pour produire les photographies à travers les corps opaques. En effet, le rayonnement cathodique venait frapper une grande partie de la surface de l'ampoule, et c'était toute cette partie qui émettait les rayons X. Alors l'impression produite sur la plaque sensible perdait toute netteté et les contours des images s'entouraient d'une large pénombre, dès que l'objet à photographier s'éloignait à quelques millimètres de la surface de cette plaque.

Cet inconvénient a été atténué en grande partie par l'emploi de cathodes concaves qui rendent convergent le faisceau cathodique. En coupant ce faisceau, dans sa partie la plus étroite, par la surface qui doit émettre les rayons X, celle-ci ne devient active que sur une petite étendue, et les images gagnent en netteté. Mais cette concentration du faisceau cathodique est accompagnée d'un dégagement de chaleur considérable; de sorte que l'emploi des cathodes concaves n'a donné que des résultats médiocres, tant qu'on n'a concentré le faisceau que sur l'enveloppe de verre de l'ampoule, car ce verre s'altérait et s'échauffait rapidement au point d'entrer en fusion, ce qui mettait l'appareil hors de service.

M. J. Perrin ayant montré que tout corps solide intérieur à l'ampoule devient centre d'émission pour les rayons X quand il est frappé par le flux cathodique, on songea à concentrer ce flux sur une lame de platine placée au centre de l'ampoule et pouvant être portée sans inconvénient à une température élevée. C'est d'après ces données que sont construits les tubes du genre dit *focus* qui sont universellement employés aujourd'hui et qui donnent, avec des poses très abrégées, des épreuves bien meilleures que celles fournies par les anciens tubes.

La forme et les dimensions que l'on donne habituellement à ces appareils présentent plusieurs inconvénients qui sont résumés dans les quatre paragraphes suivants :

1° Le verre qui forme l'enveloppe doit être assez épais pour ne pas s'écraser sous la pression extérieure ; comme ce verre est peu transparent pour les rayons X, il arrête la majeure partie de ceux qui ont pris naissance à l'intérieur, sur la lame focus. Toute modification ayant pour effet d'augmenter la transparence de la paroi pour ces rayons augmentera évidemment en même temps la puissance de l'appareil ;

2° L'espace vide qui règne à l'intérieur entre les parois de l'ampoule et les électrodes est de grandes dimensions. C'est la totalité de cet espace qui participe au passage de la décharge. Il y aurait sans doute intérêt à localiser autant que possible toute l'énergie de cette décharge dans l'intérieur du cône circonscrit à la cathode et au focus ;

3° Si l'on admet la théorie du bombardement moléculaire de Crookes, on admettra en même temps que la distance de la cathode à la région anticathodique qui reçoit ce bombardement doit avoir une grande importance. En effet, pour que les particules de gaz lancées par la cathode puissent engendrer des rayons X en venant frapper l'obstacle placé sur leur trajet, il est nécessaire qu'elles n'aient pas été arrêtées en route par d'autres particules ne prenant pas part, au même instant, à ce bombardement. Ceci aura d'autant plus de chances d'être réalisé que le trajet à parcourir par ces particules sera moins long. D'ailleurs, ainsi que l'a fait remarquer M. Guillaume [1], on peut trouver une cause additionnelle de réduction de vitesse du flux cathodique dans l'action électrodynamique qu'exercent sur les corps voisins ces particules chargées d'électricité et agissant à la manière d'un courant. Comme la décharge consiste en chocs séparés, chacun d'eux exercera une action inductrice qui consommera une partie de son énergie d'autant plus grande que les rayons cathodiques se propageront sur une plus grande distance.

L'expérience a vérifié qu'il y a bien avantage à donner aux rayons cathodiques une faible longueur. J'ai construit divers tubes dans lesquels la cathode pouvait être amenée à des distances variables de la paroi anticathodique. Quand cette distance est très petite (1 centi-

---

[1] *Société française de Physique*, séance du 19 juin 1895.

mètre par exemple), la paroi chauffe et s'altère rapidement, mais elle est très active au point de vue photographique, tandis que la production des rayons X est très affaiblie quand cette distance atteint seulement 15 à 20 centimètres.

4° S'il était rigoureusement exact que chaque rayon cathodique se propage dans une direction normale à la cathode, à partir du point où il a été émis, en plaçant la lame focus exactement au centre de courbure de cette cathode, cette lame n'émettrait des rayons X que par un point, et les images obtenues seraient d'une netteté parfaite. Or, cette hypothèse sur la direction du flux cathodique n'est pas toujours exacte. J'ai étudié la forme de ce flux émis, dans un tube cylindrique, par une cathode concave, en le coupant à diverses distances par un écran d'une substance telle que la craie ou le spath d'Islande à laquelle les rayons cathodiques communiquent une luminescence très intense partout où ils la frappent. Or, j'ai constaté que le point où ce flux présente l'étranglement maximum est souvent bien au-delà du centre de courbure et qu'il est variable avec le degré de vide. Par suite, la lame focus placée au centre de courbure de la cathode est frappée par le flux, non sur un seul point, mais sur une étendue assez large. C'est alors la presque totalité de cette lame qui émet des rayons X, et les images cessent d'être nettes pour prendre une pénombre très accusée quand la distance de la plaque sensible à l'objet à photographier atteint une valeur notable.

J'ai cherché à éviter ces divers inconvénients en construisant le tube que la (*fig.* 1) représente à peu près en vraie grandeur.

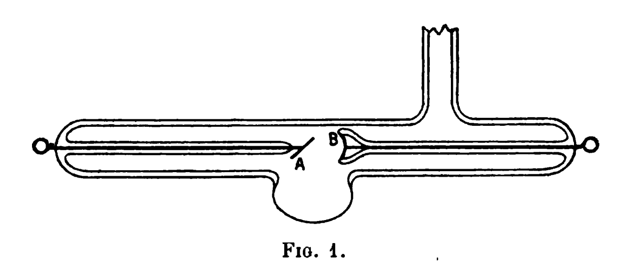


Fig. 1.

Il est cylindrique, et son diamètre ne dépasse pas 6 à 7 millimètres. Une cathode d'un diamètre de 4 millimètres environ occupe la majeure partie de la section de ce tube et n'est séparée, sur son pourtour, des parois de verre, que par l'espace strictement nécessaire

pour ne pas avoir à craindre un échauffement trop dangereux de ces parois. Cette cathode est concave et son rayon de courbure est d'environ un demi-centimètre. A une distance de 7 à 8 millimètres se trouve la lame focus inclinée, comme d'habitude, à 45° sur l'axe du tube, et dont la surface n'est que de quelques millimètres carrés. Grâce à ces faibles dimensions transversales, si le point de concentration du faisceau cathodique ne se trouve pas exactement sur le focus, du moins la surface de section du faisceau par cette lame est toujours très petite, et la netteté des images est toujours assurée.

Pour que les rayons X engendrés à l'intérieur puissent sortir avec le moins d'affaiblissement possible, la paroi a été soufflée en une petite ampoule d'un dixième de millimètre d'épaisseur, juste en face du focus et du côté de la face active de cette lame. Malgré cette minceur extrême, la solidité de la paroi est amplement suffisante pour résister à la pression extérieure, grâce à la très petite dimension de l'ampoule.

Comme le passage de la décharge dans un tube d'aussi faible volume ne manquerait pas d'en altérer rapidement le degré de vide, il faut, ou le laisser adapté à la trompe à mercure pour y établir, au moment voulu, le degré de vide jugé convenable, ou y souder un réservoir assez volumineux formant une réserve de gaz qui lui permettra d'avoir une assez longue durée de fonctionnement.

Des tubes ainsi construits m'ont permis d'obtenir, avec des durées de poses très modérées, d'excellentes épreuves radiographiques.

La netteté de ces épreuves prouve que le centre d'émission des rayons X est évidemment très petit. Il m'a paru utile de constater directement qu'il est bien de l'ordre de grandeur prévu lors de la construction du tube. Pour cela, j'ai employé la méthode suivante, appliquée déjà, dans des conditions analogues, par divers expérimentateurs. J'ai placé juste à égale distance entre une plaque photographique et la lame focus du tube, un écran métallique percé d'une petite ouverture de $0^{mm},2$ de diamètre environ, qui joue le rôle de la petite ouverture d'une chambre noire simple. Les rayons X qui passent par cette petite ouverture viennent impressionner la plaque, de manière à y reproduire, *en vraie grandeur*, l'image de la source qui les émet. Si, au lieu d'une seule ouverture, on en perce plusieurs dans l'écran, chacune donne une image de la source, et la plaque sensible contient un nombre de ces images égal à celui des ouver-

tures. Les épreuves obtenues ont montré que le diamètre du centre d'émission des rayons X ne dépasse pas 1 millimètre. Toutes les images ayant d'ailleurs la même intensité, on en conclut que les radiations émises par ce centre ont le même pouvoir photographique dans toutes les directions. Ce dernier résultat avait d'ailleurs déjà été constaté par plusieurs observateurs. La même opération répétée avec un tube focus ordinaire montre que la partie active qui émet les rayons X a une étendue beaucoup plus grande. Elle comprend même la lame focus tout entière dans le tube qui m'a servi pour ces expériences.

En employant, pour actionner le tube qui vient d'être décrit, une bobine d'induction de petit modèle donnant 5 à 6 centimètres d'étincelle, on peut obtenir de très bons clichés du squelette de la main ou d'objets d'épaisseur modérée, avec une durée de pose d'environ une minute.

Avec une bobine de grand modèle donnant 25 à 30 centimètres d'étincelle, j'ai obtenu, avec une seule rupture du courant inducteur, des épreuves instantanées de main d'enfant dans lesquelles l'ossature est bien visible. Quatre étincelles ont suffi pour donner non seulement le contour des os de doigts d'adultes, mais les détails de ces os.

Comme il était intéressant d'apprécier la durée de la pose qui correspond à une étincelle de l'interrupteur, j'ai photographié, à l'aide d'une seule de ces étincelles, une petite roue dentée d'horlogerie en la laissant d'abord au repos, et en lui donnant ensuite un rapide mouvement de rotation. Dans le premier cas, l'image de la denture et des rayons est parfaitement nette ; dans le second, les rayons sont élargis dans le sens de la rotation. Cet élargissement permet évidemment d'évaluer la durée de l'action photographique si l'on connaît la vitesse de rotation de la roue. Cette évaluation (que je n'ai faite jusqu'ici que grossièrement et que je cherche maintenant à obtenir d'une manière plus rigoureuse) m'a conduit à une durée de pose de l'ordre de grandeur du millième de seconde. J'ajoute que l'aspect de l'épreuve de la roue en mouvement montre qu'une étincelle qui paraît unique, pour l'œil ou pour l'oreille, se compose, en réalité, de plusieurs autres, soit parce que la décharge est oscillante, soit parce qu'elle est interrompue. C'est à l'ensemble de ces décharges que correspond la durée indiquée plus haut.

Grâce à la finesse des épreuves obtenues avec le tube qui vient d'être décrit, il est facile de produire des photographies stéréosco-

piques en prenant deux clichés d'un même objet avec des positions différentes du tube. La sensation de relief obtenue est aussi parfaite que celle que donnent les épreuves stéréoscopiques ordinaires fournies par les meilleurs objectifs.

SÉANCE DU 3 JUILLET 1896.

PRÉSIDENCE DE M. BOUTY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 16 juin est lu et adopté.

Est élu membre de la Société :

M. le Dr Gustave LE BON, à Paris.

Vérification d'ensemble de la loi des états correspondants de Van der Vaals et détermination des constantes critiques. — M. AMAGAT signale d'abord l'insuffisance des vérifications faites jusqu'ici pour établir l'exactitude de cette loi ; ces vérifications ont surtout porté sur les tensions maxima et les densités correspondantes et ne se rapportent qu'à des limites de température et de pression beaucoup trop restreintes ; elles ont du reste le grave défaut d'être basées sur la connaissance des constantes critiques qui présente d'assez grandes incertitudes.

La méthode suivie par M. Amagat est la suivante :

La loi des états correspondants dans toute sa généralité peut se traduire ainsi : Si les réseaux d'isothermes de deux substances ont été construits à une même échelle, les valeurs numériques des volumes et des pressions étant estimées en prenant les constantes critiques pour unités, les deux réseaux devront coïncider, c'est-à-dire que leur superposition devra présenter l'apparence d'un réseau fourni par une substance unique.

Par suite, étant donnés les réseaux de deux corps tracés à des échelles quelconques et rapportés à des unités quelconques, comme les changements d'unités reviennent à changer l'échelle des axes coordonnés, on devra toujours pouvoir rendre l'un des réseaux semblables à l'autre, par une extension ou un raccourcissement suivant l'un des axes ; il suffira alors d'agrandir ou de diminuer le réseau ainsi déformé en le conservant semblable à lui-même pour que sa coïncidence avec le premier puisse avoir lieu.

Pour réaliser ces expériences, M. Amagat a construit de très petits réseaux photographiques (de 1 à 2 centimètres de côté) ; il prend deux de ces réseaux ; l'un étant fixe, il projette l'autre sur lui par transparence, au moyen d'un objectif à long foyer, comme sur le verre dépoli d'une chambre photographique ; l'ensemble est examiné au moyen d'un

oculaire convenablement disposé ; le réseau projeté peut tourner autour de chacun de ses axes de coordonnées, de manière que sa projection sur le second subit une déformation, un raccourcissement suivant l'autre axe qui équivaut, suivant cet axe, soit au changement d'échelle, soit au changement d'unités dont il vient d'être question ci-dessus.

Si la loi est vraie, on devra pouvoir obtenir par une rotation convenable un réseau projeté semblable au réseau fixe ; on devra pouvoir ensuite arriver à donner à cette projection la grandeur du réseau fixe en faisant varier les distances de l'objectif aux réseaux ; finalement, on devra pouvoir arriver à la coïncidence.

La projection doit être faite en lumière sensiblement parallèle, pour ne pas déformer l'angle des axes de coordonnées, ce qui se constaterait, du reste, facilement ; c'est pour réaliser cette condition qu'on doit prendre de très petits réseaux et un objectif à long foyer ; le tout est monté sur un banc d'optique muni de pièces permettant d'opérer tous les mouvements de rotation et de translation nécessaires.

En opérant ainsi, M. Amagat a obtenu une coïncidence pour ainsi dire complète de ses réseaux de l'acide carbonique et de l'éthylène, dans toute leur étendue, c'est-à-dire jusqu'à 1.000 atmosphères pour l'acide carbonique ; des essais analogues ont été faits en comparant à ce même réseau deux réseaux construits l'un avec des données relatives à l'éther (entre 150° et 280°) dues à MM. Ramsay et Young, l'autre avec des données relatives à l'air (entre zéro et — 150°) dues à M. Witkowski ; ils ont donné des résultats très satisfaisants ; malheureusement, les limites expérimentales des pressions sont ici beaucoup trop restreintes.

La coïncidence des points critiques permet ensuite d'exprimer les constantes critiques des corps comparés à l'acide carbonique au moyen des constantes critiques de cette dernière substance ; M. Amagat montre comment ces calculs peuvent se faire très facilement au moyen des rapports de correspondance des échelles portées par les axes de coordonnées de réseaux ; il trouve aussi les résultats suivants :

	Acide carbonique	Ethylène	Ether	Air
P_c	$72^{atm.},9$	$48^{atm.},5$	$36^{atm.},5$	$35^{atm.},9$
D_c	0,464	0,2118	0,253	0,344
T_c	$31°,35$	$8°,8$	$195°$	$— 140°,7$

M. Amagat termine en montrant que la relation $\frac{PV}{T} = C^{te}$, établie par M. S. Young pour les tensions maxima des vapeurs à des températures correspondantes, par la considération des points d'ébullition sous les pressions faibles et en supposant aux vapeurs saturées les propriétés des gaz parfaits, est tout à fait générale ; elle s'applique à des états correspondants quelconques. La démonstration se déduit des considérations qui précèdent, sans faire aucune hypothèse relativement aux vapeurs saturées.

M. Gariel présente, au nom de M. G. Weiss, des *expériences sur deux phénomènes produits par le passage du courant continu à travers les tissus organisés.* — Le courant continu traversant les muscles de grenouille ou de cobaye pendant un temps suffisant, et avec une intensité convenable, produit dans ces muscles des lésions très graves, visibles au microscope, et peut donner lieu à une atrophie progressive. Ce passage du courant continu est accompagné de phénomènes de polarisation. De nouvelles expériences ont fait voir que la polarisation, augmentant avec l'intensité du courant, s'arrêtait chez la grenouille à un maximum de 1/5 de volt environ. A intensité égale, la polarisation est plus faible chez l'homme que chez la grenouille; mais elle peut dépasser de beaucoup 1/5 de volt. La limite vers laquelle elle tend est inconnue, car les phénomènes douloureux empêchent de faire croître assez l'intensité du courant. Cette différence s'explique par ce fait que la polarisation croît avec la longueur des tissus traversés et diminue avec la section, un muscle se comportant comme s'il était composé d'un grand nombre de particules polarisables.

Si l'on fait passer un courant continu à travers un tube contenant de la gélatine dont certaines parties sont salées, les autres non salées, on constate qu'à la surface de séparation de ces deux espèces de gélatine il se produit une liquéfaction de ce corps. Cette liquéfaction est due à la mise en liberté d'acides et de bases, car, si on colore la gélatine au tournesol, à la surface de séparation la couleur vire au rouge ou au bleu.

Enfin, si, dans un tube contenant de la gélatine, on colore une partie de cette gélatine avec du bleu de méthylène, et que l'on fasse passer un courant à travers cette gélatine, le bleu de méthylène est entraîné par le courant du pôle positif vers le pôle négatif. Un grand nombre de couleurs d'aniline se comportent de cette façon; les autres sont, au contraire, entraînées du pôle négatif vers le pôle positif. Les premières sont les couleurs dites basiques; les secondes les couleurs dites acides. Ce phénomène se produit sous l'influence de courants extrêmement faibles; ainsi il suffit d'un courant de 1/25 de milliampère dans un tube de 1 centimètre carré de section pour produire en vingt-quatre heures un entraînement de 7 à 8 centimètres. Si l'on ajoute du sel marin à la gélatine, le phénomène diminue la grandeur, d'autant plus que l'on a ajouté plus de sel.

M. Abraham communique le résultat des expériences entreprises par M. L.-A. Marmier, attaché au laboratoire de M. Roux, à l'Institut Pasteur, sur l'*action des courants de haute fréquence sur les toxines microbiennes.*

MM. d'Arsonval et Charrin avaient annoncé que les courants de haute fréquence modifiaient profondément ces toxines. M. Marmier a recherché si l'altération des toxines était un phénomène électrique nouveau, ou si, au contraire, il n'y avait là qu'un résultat secondaire d'effets ordinaires et bien connus du courant.

En précisant avec soin les conditions du phénomène, M. Marmier a reconnu que l'altération des toxines ne se produit que lorsqu'on laisse chauffer les liquides en expérience à une température qui, seule, suffi-

rait à les modifier. Quand on évite l'échauffement par des précautions convenables, aucune modification ne se produit.

La conclusion de ces expériences est donc que les courants de haute fréquence n'ont, par eux-mêmes, aucune action sur les toxines microbiennes.

Les expériences ont porté sur la toxine diphtérique, la toxine tétanique et le venin du serpent cobra.

Dissolution des liquides et des solides dans les gaz. — M. P. Villard rappelle sommairement ce que l'on sait sur cette question et expose ensuite le résultat de ses propres recherches. A la température ordinaire, et sous des pressions modérées, les gaz, permanents ou non, peuvent dissoudre en quantité sensible les liquides et les solides. La densité de la vapeur saturée de ces derniers peut ainsi devenir beaucoup plus grande que dans le vide. Ces phénomènes sont aisément visibles avec le brome ou l'iode, dont les vapeurs sont colorées. Sous une pression de 4 atmosphères, le brome se dissout déjà sensiblement dans l'oxygène. M. Villard présente à la Société des tubes scellés contenant soit de l'iode, soit du brome, et de l'air ou de l'oxygène à des pressions variant de 0 à 310 atmosphères. Le formène dissout très facilement l'iode et même le camphre. L'éthylène dissout abondamment la paraffine. Par décomposition lente, le corps dissous se dépose.

La solubilité d'un corps donné varie avec la nature du dissolvant et augmente avec la pression, à la température ordinaire, sous une pression de 200 atmosphères ; le chlorure d'éthyle arrive à se dissoudre en toute proportion dans le formène. Il en est de même pour le sulfure de carbone à 550 atmosphères. M. Villard rappelle à ce sujet les expériences de M. Cailletet sur la liquéfaction des mélanges gazeux.

Des phénomènes analogues à ceux que présentent les tubes Natterer ordinaires s'observent en mettant un liquide en présence d'un gaz comprimé.

M. Villard termine en indiquant le rôle que la dissolution des liquides dans les gaz peut jouer dans les phénomènes de dissociation.

Vérification d'ensemble de la loi des états correspondants de Van der Waals; Détermination de constantes critiques;

Par M. E.-H. Amagat.

I. — La loi des états correspondants de Van der Waals a été dans ces derniers temps l'objet de nombreuses vérifications, les unes satisfaisantes, les autres contestées ; ces vérifications ont surtout

été relatives aux tensions maxima de vapeurs et aux densités correspondantes; elles n'ont donc porté que sur des limites restreintes de température et de pression; elles ont, en outre, le grave défaut d'être basées sur les valeurs numériques des constantes critiques qui présentent d'assez grandes incertitudes. D'autre part, l'existence de l'équation réduite se présente comme une propriété purement analytique de la fonction adoptée pour représenter les relations qui existent entre le volume, la pression et la température, et cette fonction ne satisfait aux données expérimentales que dans des limites très restreintes; il se peut que la fonction qui représenterait exactement ces relations jouisse de la même propriété, mais rien n'autorise à l'affirmer, et l'on peut se demander s'il s'agit ici d'une loi véritable, ou simplement d'une loi approchée dans certaines conditions de pression et de température qui avoisinent le point critique; étant donnée l'importance qu'a prise le sujet, il m'a semblé qu'il serait intéressant de soumettre la loi en question à une vérification plus générale que celles qui ont été tentées jusqu'ici; il importe que cette vérification soit indépendante des valeurs numériques des constantes critiques et aussi de toute forme de fonction adoptée pour représenter la relation $f(pvt) = 0$. La méthode suivante réalise ces conditions :

La loi des états correspondants dans toute sa généralité peut se traduire ainsi : si les réseaux d'isothermes de deux substances quelconques ont été construits à une même échelle, les valeurs numériques des volumes et des pressions étant estimées en prenant pour unités les constantes critiques, les deux réseaux devront pouvoir coïncider; leur superposition devra présenter, quant à l'ordre et à la forme des isothermes, l'apparence d'un réseau fourni par une substance unique.

Par suite, étant donnés les réseaux de deux substances, tracés à des échelles quelconques et rapportés à des unités quelconques, comme un changement d'unité revient à un changement d'échelle sur les axes de coordonnées, on devra toujours pouvoir rendre l'un des réseaux semblable à l'autre par une extension ou un raccourcissement suivant l'un des axes; il suffira alors d'agrandir ou de diminuer ce réseau, tout en le conservant semblable à lui-même pour que sa coïncidence avec le premier puisse avoir lieu.

Pour réaliser l'expérience, j'ai d'abord construit de petits réseaux

transparents sur verre, en réduisant par la photographie des graphiques d'une grandeur convenable ; ces petits réseaux, qui ont de 1 centimètre à 2 centimètres de côté, s'obtiennent sans difficulté avec une netteté parfaite, même sans employer la gélatine; on les obtient très beaux avec des plaques au lactate d'argent.

Deux de ces réseaux sont montés sur les pieds d'un banc d'optique, disposés de telle sorte que le premier réseau puisse tourner dans son propre plan afin d'orienter les axes et, aussi, subir des déplacements horizontaux et verticaux, c'est-à-dire parallèlement aux directions de ces axes; le second est disposé de manière à pouvoir tourner autour de chacun des axes ou simplement autour de directions parallèles à ceux-ci; un objectif à long foyer, porté par un troisième pied entre les deux réseaux, permet de projeter par transparence le premier sur le second, comme sur le verre dépoli d'une chambre photographique; l'ensemble est examiné au moyen d'un oculaire placé en avant de ce dernier et porté par le même pied.

En faisant tourner le premier réseau autour de l'un de ses axes, on raccourcit sa projection sur le second dans le sens de l'autre axe et, conformément à ce qui a été dit plus haut, si la loi est vraie, on devra pouvoir, par une rotation convenable (et l'axe de rotation étant convenablement choisi), obtenir un réseau projeté semblable au second; on pourra alors, en faisant varier les distances des réseaux à l'objectif, donner au réseau projeté une grandeur telle qu'on puisse arriver à le faire coïncider avec le premier; ceci, bien entendu, après quelques tâtonnements dont on acquiert facilement l'habitude.

Strictement, la projection doit être faite en lumière parallèle, afin de ne pas déformer l'angle des axes du réseau projeté; c'est pour réaliser sensiblement cette condition que j'ai opéré avec des réseaux extrêmement petits et un objectif à long foyer; cependant, pour éviter une rotation trop considérable, il est bon de construire les réseaux s'approchant déjà de la similitude cherchée, ce qui pourra toujours se faire par un simple changement de l'échelle de l'un des axes au moyen de constantes critiques approximatives ; au surplus, on serait toujours averti de toute déformation, quand on produit la superposition des axes de coordonnées.

Pour faire ces expériences, j'ai choisi naturellement les corps dont on possède les données les plus étendues : l'acide carbonique et

l'éthylène, dont j'ai donné les réseaux jusqu'à 1000 atmosphères, et qui comprennent les points critiques, se prêtent très bien à ces vérifications; malheureusement, les données des autres gaz que j'ai étudiés même dans des limites plus étendues, comme l'oxygène, l'azote, l'hydrogène, ne sauraient se prêter à une comparaison utile, même l'oxygène, car leurs isothermes les plus basses (0°) sont déjà, en prenant les températures correspondantes, en dehors du réseau de l'acide carbonique; les réseaux n'auraient aucune partie commune; quant aux résultats que j'ai donnés relativement à un assez grand nombre de liquides, ils ne se rapportent qu'à l'état liquide proprement dit, et ne sauraient non plus être utilisés pour ces recherches; enfin, les données expérimentales actuelles, qui pourraient fournir les éléments d'une comparaison utile, sont extrêmement rares et toujours trop limitées sous le rapport des pressions; celles qui m'ont paru les plus intéressantes dans le cas actuel, et que j'ai utilisées, sont les isothermes relatives à l'éther (entre 150° et 280°), dues à MM. W. Ramsay et S. Young, et celles relatives à l'air (de 0° à — 150°) dues à M. Witkowski; toutes ces isothermes, par suite de la correspondance des températures, tombent dans les limites du réseau de l'acide carbonique et même, en général, dans la partie la plus intéressante qui encadre le point critique. On se trouve donc ainsi dans le cas particulièrement heureux d'avoir à comparer des isothermes dont les températures absolues diffèrent de près de 400°; malheureusement les limites des pressions sont trop restreintes.

J'aurais pu photographier directement la superposition des réseaux, mais cela présentait des difficultés; j'ai préféré reproduire le phénomène sur un graphique d'assez grandes dimensions, ce qui ne présentait aucune difficulté, car les axes des réseaux portent des échelles chiffrées, dont la correspondance pendant la superposition fournit tous les éléments nécessaires au calcul de la déformation et de la grandeur relative du réseau projeté : les figures qui suivent sont la réduction des graphiques ainsi obtenus.

J'ai réuni sur un même diagramme (*fig.* 1) les résultats de la comparaison de l'air et de l'éther à l'acide carbonique; les isothermes de ce dernier corps sont tracées en traits pleins, celles de l'éther en traits interrompus, et celles de l'air en pointillé. On voit que l'ensemble est favorable à la loi, malgré quelques légers défauts qui s'expliquent assez par la difficulté des expériences. L'isotherme à zéro de l'acide carbonique est presque superposée sur celle de

l'éther à 150°, et les suivantes se présentent bien dans l'ordre voulu

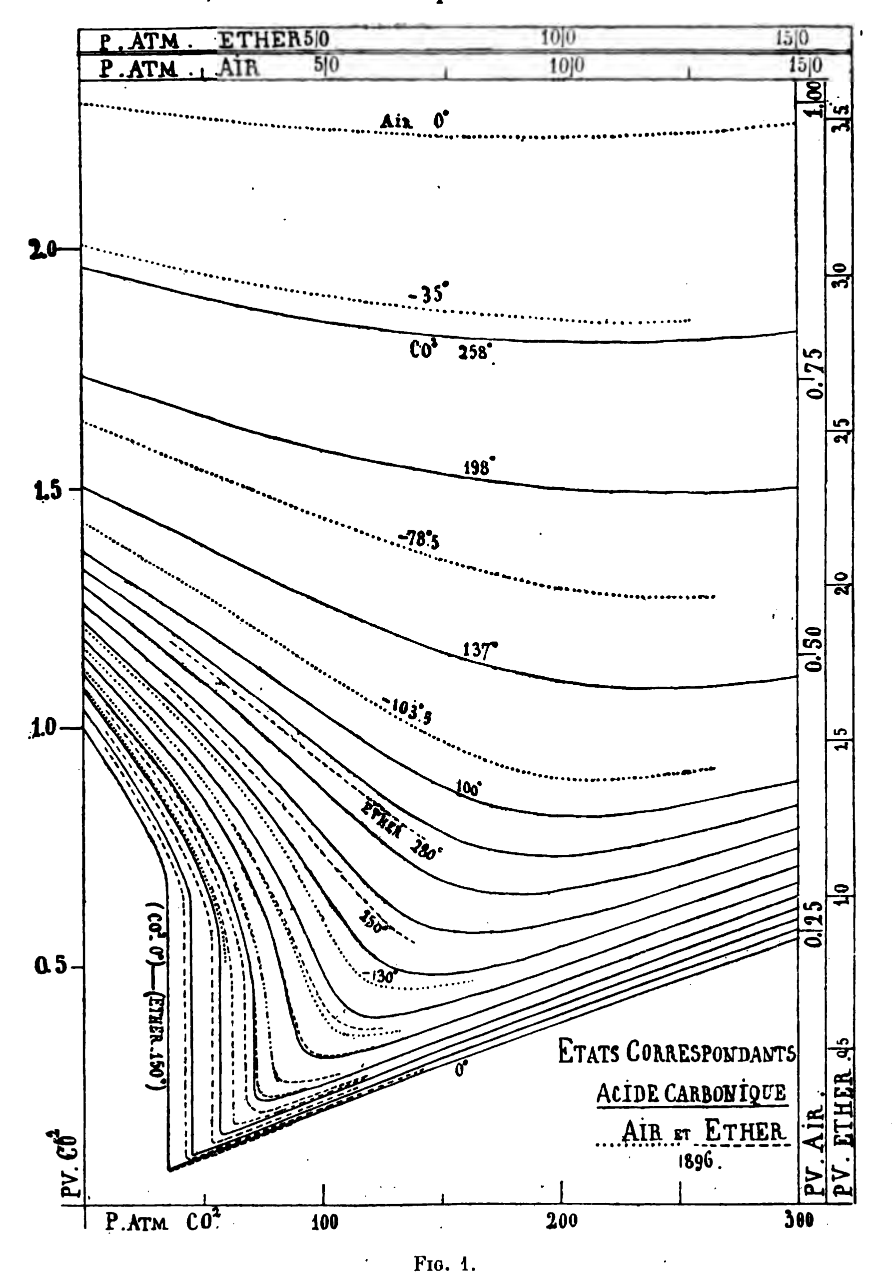


FIG. 1.

et avec la même allure; on remarquera le parallélisme de la nais-

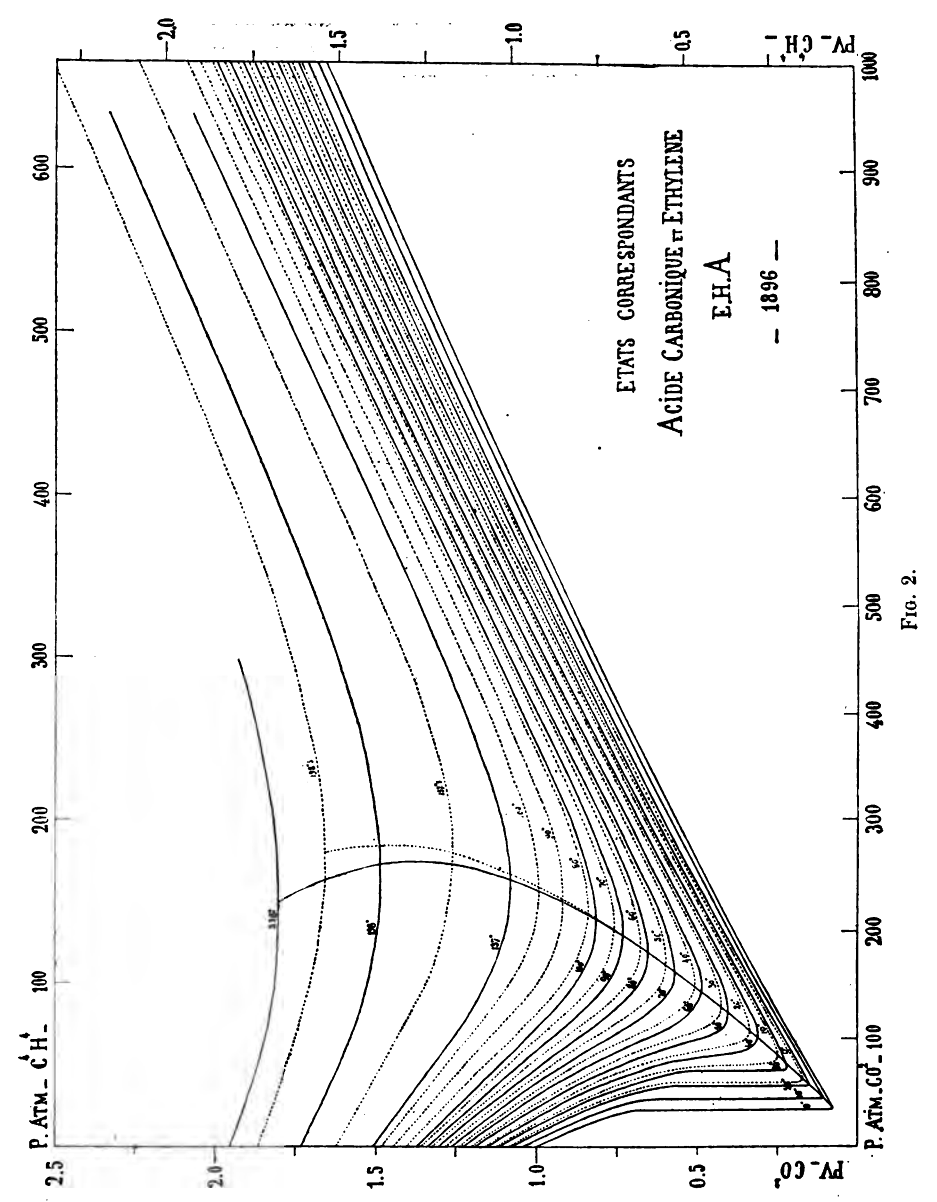


Fig. 2.

sance des parties quasi-rectilignes, malheureusement trop courtes, qui partent du lieu des ordonnées minima.

La (*fig.* 2) reproduit la coïncidence qui m'a paru la plus satisfaisante entre les réseaux de l'acide carbonique et de l'éthylène (CO^2 en traits pleins); l'aspect général dispense de toute explication; l'ensemble est bien celui d'un réseau unique, à des détails près, qui s'expliquent par des erreurs expérimentales de l'ordre dont on ne peut répondre. On remarquera cependant que les lieux des ordonnées minima se séparent nettement à la partie supérieure, mais il faut bien remarquer que l'aplatissement des courbes, du reste peu nombreuses, de cette région (deux pour l'éthylène), laisse une certaine latitude dans la détermination des points de contact des tangentes horizontales, qui sont ici ceux que j'ai donnés dans mon mémoire; il suffirait, pour faire coïncider les deux courbes, d'une déformation des isothermes répondant à des différences expérimentales extrêmement faibles; à la partie inférieure jusqu'à 100°, là où les minima sont bien déterminés, les deux courbes sont superposées.

En résumé, dans les cas qui viennent d'être examinés, la loi de Van der Waals paraît vérifiée au degré d'approximation que comportent les expériences ; il est extrêmement regrettable que la science ne possède pas les données expérimentales nécessaires pour généraliser ces observations: par suite, il serait peut-être prudent de faire des réserves en vue des cas anormaux, analogues, par exemple, à ceux que présentent les densités de vapeur ; mais ces cas particuliers ne sauraient diminuer l'importance du résultat que les vérifications qui précèdent paraissent présenter dans toute sa généralité comme une véritable loi, l'une des plus belles et des plus importantes de la Physique moléculaire.

II. — La coïncidence des réseaux permet une détermination facile des constantes critiques de l'une des substances (B), si celles de l'autre (A) sont connues.

Les points critiques, en effet, doivent coïncider; si donc les axes des réseaux portent des échelles chiffrées, il n'y aura qu'à lire les valeurs des coordonnées du réseau (B) qui tombent sur les coordonnées critiques du réseau (A), qui sont connues et qu'on pourrait, du reste, tracer spécialement ; on aura ainsi les valeurs de p et de pv critiques du corps B ; mais il vaut mieux, et cela revient au même, multiplier les valeurs critiques de p et pv du corps A par les rapports de correspondance des échelles sur chaque axe et pris vers les extrémités de ces axes pour rendre minima l'erreur relative de lec-

ture. On aura ainsi la pression et le volume critiques de la substance (B); ce volume critique est celui du poids de matière auquel se rapportent les nombres ayant servi à la construction des courbes ; dans mes Tableaux, c'est le poids d'un litre du corps à l'état gazeux à zéro et sous la pression de 1 atmosphère.

Pour avoir sa température critique, on procèdera ainsi : considérons les ordonnées des points d'intersection des isothermes des deux réseaux avec l'axe des *pv* ; ces ordonnées devront être proportionnelles aux températures absolues, puisque, dans leur ensemble, elles se comportent comme si elles appartenaient au réseau d'un corps unique ; du reste, les courbes critiques doivent coïncider ; il résulte évidemment de là que la température critique de (B) s'obtiendra en multipliant celle de (A) par le rapport de correspondance des deux échelles sur l'axe des *pv*.

On choisira nécessairement pour substance (A) celle dont les constantes critiques expérimentales paraissent pouvoir être déterminées dans les meilleures conditions ; j'ai choisi les constantes de l'acide carbonique que j'ai déterminées en 1892 et j'ai trouvé, pour celles de l'éthylène, de l'éther et de l'air, les résultats suivants :

	Acide carbonique.	Éthylène.	Éther.	Air.
Température critique...	31°,35	8°,8	195°	— 140°,7
Pression critique.......	72^{atm},9	48^{atm},5	36^{atm},5	35^{atm},9
Densité critique........	0,464	0,212	0,253	0,344

L'exactitude de ces résultats dépend d'abord de celle des constantes de l'acide carbonique, puis de l'appréciation de la meilleure coïncidence qui laisse évidemment une certaine latitude ; cependant, la comparaison avec les nombres donnés par divers expérimentateurs semble indiquer une précision du même ordre que celle des déterminations directes et qui peut devenir plus grande dans certains cas particuliers, notamment pour la densité, plus difficile à déterminer que la pression et surtout que la température critiques.

Il ne faut pas oublier non plus que le groupe de constantes obtenu par une coïncidence est fonction de toutes les parties du réseau qu'il caractérise, et non point, particulièrement, de celles qui avoisinent le point critique ; il est même rationnel de moins se préoccuper de la coïncidence des isothermes trop rapprochées de ce

point, que de celles qui l'encadrent de plus loin, dont la détermination présente moins de difficultés.

On remarquera que les isothermes de l'air paraissent, dans la partie tracée, se comporter comme le feraient celles d'un corps unique ; malheureusement ces lignes font défaut dans la région de la liquéfaction et des parties quasi-rectilignes caractéristiques ; on se trouve ainsi privé de l'examen, particulièrement intéressant, du cas d'un mélange. Pendant la liquéfaction, la proportion des gaz mélangés ne doit point rester la même dans la partie liquéfiée et dans la vapeur saturée ; cette proportion peut varier avec la température, l'existence d'un véritable point critique dépend de ces phénomènes ; il peut se faire aussi, tout au moins pour les mélanges en certaines proportions, que, la liquéfaction étant continue jusqu'à être complète et le liquide résultant se comprimant comme un corps unique, l'ensemble des isothermes constitue un réseau analogue à celui d'une substance unique satisfaisant à la loi des états correspondants ; c'est sous ces réserves, bien entendu, que sont données les valeurs ci-dessus des constantes critiques de l'air.

III. — M. S. Young, en comparant les tensions de vapeurs de divers corps à des températures correspondantes, en faisant intervenir les températures d'ébullition sous des pressions faibles, et en supposant aux vapeurs saturées les propriétés des gaz parfaits, est arrivé à énoncer la loi suivante :

A des températures correspondantes, le produit de la tension d'une vapeur saturée par son volume spécifique, divisé par la température absolue, donne un quotient, le même pour les divers corps.

Les variables sont ici exprimées pour tous les corps au moyen des mêmes unités.

Les considérations que j'ai exposées dans ma dernière note permettent de démontrer facilement et de généraliser ce résultat. En effet : soient sur les isothermes de deux corps quelconques, à des températures absolues correspondantes T et T′, deux points A et B pris sur la première et les deux points correspondants A′ et B′ sur la seconde ; soient : $(pv)_A$, $(pv)_B$, $(p'v')_{A'}$, $(p'v')_{B'}$, les ordonnées de ces quatre points ; supposons que les pressions p et p', relatives aux points correspondants A et B soient extrêmement faibles.

Les ordonnées de A et de B multipliées par un même facteur, convenablement choisi, devront devenir égales aux ordonnées de A′

et de B′, puisqu'en multipliant ensuite les pressions p et p' par un second facteur convenable, les deux points correspondants A et A′ devront coïncider, ainsi que B et B′.

On doit donc avoir :

$$\frac{(pv)_A}{(p'v')_{A'}} = \frac{(pv)_B}{(p'v')_{B'}}$$

Or, d'après le choix des pressions correspondantes, les ordonnées $(pv)_{A'}$ et $(p'v')_B$ peuvent être considérées comme superposées à l'ordonnée initiale ; du reste, pendant la coïncidence, ces ordonnées peuvent être considérées comme appartenant à un corps unique ; elles sont donc proportionnelles aux températures absolues T et T′. On a donc :

$$\frac{(pv)_B}{(p'v')_{B'}} = \frac{T}{T'};$$

soit, en général,

$$\frac{pv}{T} = C^{te}.$$

On voit que la loi de M. L. Young ne s'applique pas seulement aux tensions maxima (et, par suite, au point critique comme limite) ; elle est vraie pour deux points correspondants quelconques ; il n'est nécessaire, pour la démontrer, d'aucune hypothèse relativement aux lois suivies par les vapeurs saturées. Des remarques analogues pourraient, du reste, être faites au sujet de diverses lois relatives aux états correspondants, auxquelles on est arrivé par des artifices spéciaux ; toutes ces lois sont comprises, et la plupart de toute évidence, dans le fait de la coïncidence des réseaux.

Expériences sur deux phénomènes produits par le passage du courant continu à travers les tissus organiques;

Par M. G. Weiss.

J'ai fait voir sur la grenouille et sur le cobaye que le courant continu, traversant les muscles avec une intensité et pendant un temps convenables, produisait dans ces muscles des lésions très graves, visibles au microscope et conduisant à une atrophie progressive. Des faits cliniques observés sur l'homme s'expliquent par mes expériences.

J'ai montré que ces effets étaient l'apanage exclusif des courants toujours de même sens, le courant alternatif ne les produisant jamais.

Le passage du courant continu dans les muscles est accompagné de phénomènes de polarisation, ainsi que je l'ai fait voir il y a plusieurs années. Ces expériences se prêtaient mal à une mesure de la polarisation, car cette mesure exigeait deux lectures : 1° Une première opération donnait la polarisation des électrodes et des tissus dans lesquels passait le courant; 2° en plongeant les électrodes dans l'eau salée, on avait la polarisation de ces électrodes seules. La polarisation des tissus s'obtenait par différence.

J'ai modifié ma méthode de mesure, empruntée à Chaperon, et aujourd'hui je ne fais plus qu'une lecture.

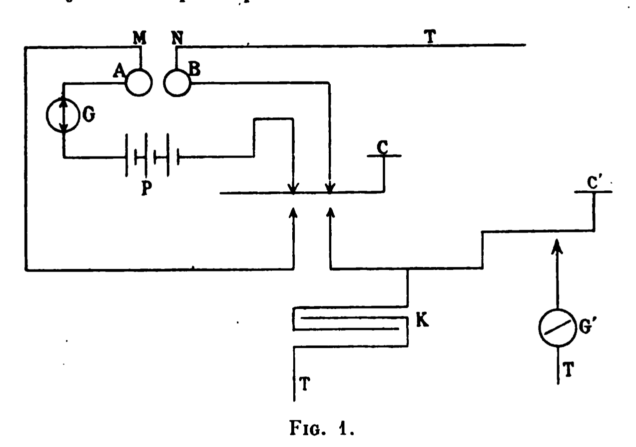


Fig. 1.

A et B sont deux cristallisoirs dans lesquels plongent les extrémités de l'organe dont on veut mesurer la polarisation produite par le courant de la pile P. G indique l'intensité de ce courant. Dans les cristallisoirs plongent, au moyen de grandes plaques d'étain, deux conducteurs M et N.

Dans le cas de la (*fig.* 1), la clef C étant levée et un muscle, par exemple, se trouvant entre A et B, le courant passe et le muscle se polarise. Si on abaisse la clef C, elle quitte les contacts supérieurs, établit les contacts inférieurs, et l'on voit que le condensateur K se charge à un potentiel ne dépendant que de la force électromotrice de polarisation des tissus. En donnant quatre ou cinq petits coups de doigt sur la clef C, K est chargé à refus, et l'on mesure sa charge

en le déchargeant à travers le galvanomètre balistique G′. L'échelle de lecture de ce galvanomètre se gradue en chargeant, une fois pour toutes, le condensateur à un potentiel connu. J'ai du reste vérifié que les feuilles d'étain ne se polarisaient pas pratiquement, car, si l'on établit la communication entre A et B à l'aide d'un siphon, G′ reste au zéro.

Par cette méthode il m'était facile de faire de nombreuses expériences. Voici ce que j'ai constaté : Opérant sur la grenouille avec un courant d'intensité croissante, la polarisation augmente avec I et atteint un maximum de $\frac{1}{5}$ de volt environ.

Passant à l'homme, je fus d'abord étonné de voir qu'à intensité égale il se polarisait moins que la grenouille, mais que le maximum était bien supérieur à celui de la grenouille. Je ne pus même l'atteindre, par suite de la douleur que provoquent les courants trop intenses et de leur danger.

Mais, en poursuivant mes études, je trouvai que la polarisation des muscles est proportionnelle à leur longueur et inversement proportionnelle à leur section, à intensité égale, bien entendu. Cela explique tout.

Il en résulte que le muscle se comporte comme s'il était composé d'une masse de particules se polarisant et formant de petits accumulateurs disposés en séries de batteries.

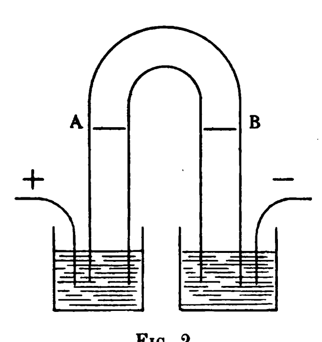


Fig. 2.

J'ai voulu faire voir *in vitro* qu'à la surface de séparation de deux milieux, en dehors du contact des électrodes, il pouvait se produire des décompositions chimiques expliquant les faits que je viens de décrire. Pour cela je coule au fond d'un tube en U (*fig.* 2) de la géla-

tine, et, quand elle a fait prise, je complète le remplissage de chaque branche avec de la gélatine salée. Quand le tout est pris, je retourne le tube sur deux petits cristallisoirs et je fais passer le courant ; bientôt la gélatine se liquéfie en A et B, aux points de séparation des portions salées et non salées. Cette liquéfaction est due à la mise en liberté d'acides et de bases, car, si on colore au tournesol, on voit en ces points la couleur virer.

Mais j'ai aussi observé un autre fait. Si dans un tube (*fig.* 3), ouvert aux deux bouts, on coule d'abord de la gélatine blanche, puis un anneau MN de gélatine colorée avec une couleur d'aniline, puis de nouveau de la gélatine blanche, en faisant passer un courant dans le tube, la matière colorante se déplace sous l'influence du courant.

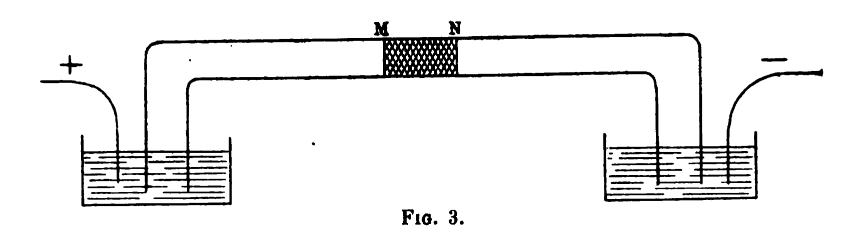


Fig. 3.

Cet effet est produit par des courants très faibles, on a un déplacement de 6-7 centimètres par jour pour le bleu de méthylène, dans un tube de 1,5 centimètre carré de section, avec un courant de $\frac{1}{25}$ de milliampère.

Mais ce qui est plus curieux, c'est que toutes les couleurs ne se déplacent pas dans le même sens. Le sens du déplacement est lié à d'autres propriétés (fixation de la couleur sur le noyau des cellules ou sur le protoplasma).

M. Bidet, préparateur à l'École municipale de Physique et de Chimie, m'a donné deux listes, l'une composée de couleurs dites basiques, l'autre de couleurs dites acides (cela veut dire que ces matières colorantes sont des sels; dans les unes c'est l'acide organique colorant combiné à la potasse ou à la soude, dans les autres ce sont des acides minéraux, HCl, combinés avec une matière colorante jouant le rôle de base).

J'ai constaté que toutes les couleurs basiques allaient du pôle + au pôle —, toutes les couleurs acides du pôle — au pôle +.

Voici ces listes :

A. — *Colorants basiques :*

Groupe azoïque...........	Brun Bismarck.
Groupe triphénylméthane .	Fuchsine A.
	Vert malachite.
	Violet de Paris.
Groupe oxazines..........	Bleu de Meldola.
Thionines................	Bleu de méthylène.
Safranines...............	Phénosafranine.
	Rouge de Magdala.

B. — *Colorants acides :*

Groupe diazoïque.........	Orangé.
Groupe tétrazoïque	Écarlate de Biebrich.
	Vert acide.
Groupe benzidique........	Rouge Congo.
Groupe triphénylméthane .	Fuchsine acide.
	Éosine.

Dans l'essai de toutes ces couleurs je ne constatai qu'une seule exception, le vert acide. J'en fis la remarque à M. Bidet qui, après réflexion, me dit que cela ne l'étonnait pas outre mesure, cette couleur contenant, à côté de l'acide organique colorant, une forte proportion d'acide sulfurique.

Quelle est la cause de ces phénomènes? Se produit-il un entraînement de la matière colorante (sel), ou bien y a-t-il une série de décompositions successives?

Dans cette dernière hypothèse, ce serait, je crois, la première démonstration expérimentale de l'hypothèse de Grotthus.

Dissolution des liquides et des solides dans les gaz ;

Par M. P. Villard.

En 1880, MM. Hannay et Hogarth (¹) réussissaient à dissoudre des corps solides, tels que le bromure et l'iodure de potassium, dans l'alcool gazeux chauffé au-delà de sa température critique. La même année, M. Cailletet (²) dissolvait l'anhydride carbonique liquide dans

(¹) *Proceed. of the Roy. Soc. of London*, t. XXX, p. 178. — *Journ. de Phys.*, 1re série, t. IX, p. 415; 1880.

(²) *Journ. de Phys.*, 1re série, t. IX, p. 193; 1880.

de l'air comprimé. Ce ne sont pas là les seuls essais faits dans cette voie, mais personne ne paraît avoir cherché si, à la température ordinaire, les gaz possèdent la propriété de dissoudre des corps liquides ou solides dans les circonstances ordinaires. Une telle propriété existe cependant, et il est facile de la mettre en évidence. Un corps solide, par exemple, plongé dans un espace rempli de gaz, peut disparaître en tant qu'objet solide, se diffuser dans la masse gazeuse, et cela en quantité parfois bien supérieure à celle qui suffirait à saturer le même espace supposé vide de gaz. On est fondé à dire que le corps considéré a pris l'état physique du gaz auquel il s'est mélangé, c'est-à-dire l'état gazeux : on est en présence d'une dissolution gazeuse. Pour simplifier le langage, on peut considérer comme faisant partie de la dissolution la vapeur saturée normale telle qu'elle se serait produite en l'absence de tout dissolvant.

Voici maintenant les résultats obtenus avec divers gaz, et, sauf indication contraire, à la température ordinaire (+ 17° environ).

Oxygène. — Air. — Hydrogène. — Il est facile d'observer la dissolution, dans l'oxygène, d'un liquide tel que le brome, dont la vapeur est colorée. Il suffit de mettre une goutte de brome à la partie inférieure d'un tube étroit en cristal, et de faire arriver dans ce tube, par la partie supérieure, de l'oxygène comprimé, jusqu'à atteindre 200 atmosphères par exemple. La vapeur de brome est d'abord refoulée, et se rassemble près du liquide ; mais en même temps sa coloration devient plus intense. Inclinant le tube, cette couche de vapeur s'étale et se diffuse, de nouvelles vapeurs se forment au contact du liquide, et bientôt l'atmosphère du tube prend une teinte beaucoup plus foncée qu'avant la compression. On obtient le même résultat en laissant la diffusion s'opérer d'elle-même, le tube restant immobile. Vient-on à abaisser la pression, la coloration s'affaiblit, et des gouttelettes de liquide se déposent sur les parois ; ces gouttelettes disparaissent quand on comprime de nouveau. Il y a donc réellement dissolution, dans l'oxygène, d'une quantité sensible de brome.

Vers 300 atmosphères, la coloration obtenue dépasse de beaucoup celle de l'eau bromée ; elle est sensiblement la même qu'avec une épaisseur au moins six fois plus grande de vapeur de brome saturée dans le vide.

Il n'est, d'ailleurs, pas nécessaire d'atteindre des pressions aussi élevées pour observer le phénomène. L'effet produit par l'oxygène est déjà appréciable, par comparaison, à partir de 4 atmosphères ; il

devient très marqué si l'on atteint 50 atmosphères ou 100 atmosphères. Sous cette dernière pression, la densité du brome dissous, à en juger par sa teinte, paraît être environ triple de la densité de la vapeur de brome saturée ordinaire.

L'emploi de tubes scellés de dimensions convenables permet de comparer facilement les résultats obtenus sous diverses pressions, jusqu'au-delà de 300 atmosphères.

L'air se comporte à peu près comme l'oxygène : cependant, toutes choses égales d'ailleurs, la coloration obtenue est un peu plus faible dans l'air que dans l'oxygène.

L'iode se dissout également, en quantité sensible, dans l'oxygène, mais le phénomène n'est bien net que si l'on atteint une centaine d'atmosphères, et dans des tubes de 5 millimètres à 6 millimètres au moins de diamètre intérieur.

L'hydrogène ne possède qu'un très faible pouvoir dissolvant, que l'on peut cependant mettre en évidence avec le brome, sous des pressions de 200 atmosphères à 300 atmosphères.

Formène. — Le formène convient très bien pour dissoudre, en quantités notables, des liquides tels que le chlorure d'éthyle, le sulfure de carbone, l'alcool, ou des solides, comme le camphre ou la paraffine. Avec ce dissolvant, il n'est pas nécessaire d'atteindre de fortes pressions pour constater que la solubilité d'un liquide ou d'un solide dans un gaz peut n'être pas très faible, de l'ordre du millième ou du centième par exemple. Ainsi le chlorure d'éthyle peut se dissoudre dans cinq ou six fois son volume de formène comprimé à moins de 200 atmosphères. A 200 atmosphères vers + 17°, la quantité de chlorure d'éthyle que l'on peut dissoudre devient telle que, si on cherche à la dépasser, c'est au contraire le gaz qui se dissout en totalité dans le liquide. Les deux fluides sont réellement devenus miscibles l'un avec l'autre, car, si on a soin de ne pas les agiter pendant la compression, toute surface de séparation du liquide et du gaz disparaît à 200 atmosphères. Le même phénomène se produit avec le sulfure de carbone sous une pression de 550 atmosphères environ à la température ordinaire, et de 250 atmosphères à + 150°.

L'iode se dissout facilement dans le formène et lui communique une coloration violette qui devient intense à 300 atmosphères, même sous une épaisseur de 2 millimètres. On peut également dissoudre en quantités visibles du camphre ou de la paraffine. Par décompression les corps dissous se déposent : le camphre cristallise sur les

parois des tubes, la paraffine se précipite en paillettes brillantes.

Éthylène. — L'iode se dissout dans l'éthylène en quantité suffisante pour le colorer en violet foncé sous une épaisseur de 2 millimètres vers 300 atmosphères. Il se forme ensuite, au bout d'une heure ou deux, de l'iodure d'éthylène dont la majeure partie reste en dissolution. En abaissant la pression, l'iodure cristallise.

Au-dessus de 150 atmosphères, l'éthylène dissout abondamment la paraffine ; par décompression celle-ci reprend l'état solide et forme dans le tube un véritable feutrage.

L'acide stéarique ordinaire (bougie stéarique) se dissout également, mais moins facilement que la paraffine.

Le camphre donne lieu à un phénomène particulier : si la pression est faible, il prend directement l'état gazeux ; vers 130 atmosphères la partie non dissoute se liquéfie et augmente de volume. Ce liquide se dissout ensuite dans l'éthylène si on élève la pression, et devient miscible avec le gaz vers 150 atmosphères. Les mêmes phénomènes se passent en sens inverse quand la pression diminue.

Anhydride carbonique. — Protoxyde d'azote. — L'anhydride carbonique comprimé, à l'état de vapeur saturée ou non, dissout sensiblement l'iode et se colore en violet. Mais le pouvoir dissolvant des gaz liquéfiables ne paraît présenter rien de particulier. Ainsi, dans le protoxyde d'azote à 20 atmosphères, vers + 17°, le brome se dissout comme dans l'oxygène à 40 atmosphères environ.

PHÉNOMÈNES CRITIQUES.

Si l'on met, par exemple, du chlorure d'éthyle en présence de formène comprimé, on constate que pour une pression déterminée, 200 atmosphères environ à la température ordinaire, le niveau du liquide se transforme en une zone de transition. Par agitation, les deux fluides forment alors un mélange homogène. On est en présence d'un véritable point critique, déjà observé par M. Cailletet (*loc. cit.*) avec l'anhydride carbonique et l'air. La pression pour laquelle le ménisque disparaît est parfaitement définie pour une température donnée et peut être mesurée avec précision ; nous l'appellerons *pression critique*.

Les phénomènes que l'on observe au voisinage de ce point critique particulier sont tout à fait semblables à ceux que présentent les tubes

Natterer ordinaires, et, à certains égards, beaucoup plus marqués. La description en sera facile en définissant les conditions de l'expérience de la manière suivante :

Dans un tube de volume invariable, maintenu à température constante, introduisons successivement des quantités de plus en plus grandes de chlorure d'éthyle par exemple, puis ajoutons la quantité de formène nécessaire pour obtenir la pression voulue. Voici alors ce qu'on observe, le tube restant immobile :

1° Le niveau du liquide reste sensiblement fixe pendant que la pression s'élève ;

2° Quand on atteint la pression critique, le ménisque disparaît où il se trouve, et sa transformation en une zone de transition peut s'observer avec des tubes très diversement remplis : à cet égard la latitude est plus grande que dans les tubes Natterer ;

3° La zone de transition persiste pendant un temps considérable, même si on dépasse de beaucoup la pression critique. Il faudrait attendre des journées entières pour obtenir l'homogénéité du contenu du tube. Ce phénomène est également beaucoup plus marqué que dans les tubes Natterer remplis avec un gaz pur.

Les choses se passent tout autrement si l'on agite :

1° Le niveau du liquide se déplace notablement pendant la compression, et atteint généralement l'une ou l'autre extrémité du tube avant qu'on n'ait réalisé la pression critique.

2° Le niveau ne peut être observé jusqu'au point critique que pour un remplissage déterminé. Il y a donc un *volume critique* pour le liquide considéré, dans le dissolvant choisi, et à une température donnée. Quand on approche de la pression critique, les indices des deux fluides deviennent manifestement très voisins et le ménisque de séparation est à peine visible ; au moment où ce ménisque disparaît, la transition entre les deux fluides est beaucoup moins marquée que précédemment.

3° Quand le ménisque disparaît, l'homogénéité s'obtient en quelques secondes par agitation. Si on décomprime à ce moment, on obtient une condensation uniforme.

Dans le cas des tubes Natterer ordinaires, ces divers phénomènes s'expliquent aisément, comme je l'ai montré (1), par un défaut d'équilibre thermique. Ici la cause vaporisatrice n'est pas l'élévation

(1) *Voir* p. 73 (Séance du 21 février 1896).

de la température, mais l'action du dissolvant. C'est à un défaut d'équilibre entre celui-ci et le liquide que nous devons attribuer les phénomènes en question.

Si nous avons soin, pendant que la pression s'élève, d'agiter le liquide en présence du dissolvant gazeux, la saturation réciproque des deux fluides sera à chaque instant assurée ; ce sont là les conditions normales de l'expérience. Le liquide, en se saturant de gaz, augmentera de volume; c'est là un fait général connu et que j'ai constamment observé avec nombre de corps. La densité du liquide, abstraction faite du poids du gaz dissous, ira en diminuant. En même temps le liquide se dissoudra de plus en plus dans le gaz dont la pression augmente, et la densité de sa vapeur ira croissant. Pour une pression suffisante, ces deux densités seront identiques; on sera au point critique. On peut maintenant répéter les raisonnements faits à propos des gaz liquéfiés, et il est bien évident que, si le poids du liquide en expérience est différent de celui qui permet de réaliser la densité critique dans le tube considéré, le niveau atteindra l'une des extrémités du tube avant le point critique. Autrement dit, sauf pour un remplissage déterminé, tout le liquide se dissoudra dans le gaz avant la pression critique, ou inversement la totalité du gaz se dissoudra dans le liquide. Dans le premier cas le niveau s'abaissera, dans le second il s'élèvera.

Si le remplissage critique est réalisé, vapeur et liquide auront même densité en arrivant au point critique; on peut considérer comme évident qu'à ce moment le liquide saturé de gaz et le gaz saturé par la vapeur du liquide sont identiques ; d'ailleurs, s'il en était autrement, l'égalité des indices n'aurait pas lieu.

Comprimons, au contraire, sans agiter: la diffusion réciproque des fluides en présence ne s'effectuera que très lentement, beaucoup plus lentement que la diffusion de la chaleur dans un tube Natterer ordinaire. La saturation ne sera à chaque instant réalisée qu'au voisinage immédiat du niveau. A quelque distance de celui-ci les densités différeront beaucoup plus que si l'on agitait. La majeure partie du liquide et du gaz seront à peine intéressés par le phénomène de dissolution, et le niveau changera à peine de place.

En arrivant à la pression critique, les deux couches infiniment minces qui comprennent entre elles le ménisque auront, à un infiniment petit près, la même composition et le même indice. De part et d'autre, dans les deux fluides, la composition variera d'une façon

continue, très rapidement dans la région où se trouve le niveau. Dans ces conditions, le ménisque ne peut être visible, il est compris dans une zone où l'indice et la densité varient sans discontinuité. On n'éviterait ce phénomène qu'en faisant varier la pression de quantités infiniment petites et agitant chaque fois l'appareil.

Au-delà du point critique l'homogénéité ne sera obtenue que quand la diffusion sera complètement terminée, c'est-à-dire au bout d'un temps très considérable ; il n'en sera évidemment pas de même si on agite.

Les phénomènes qui viennent d'être décrits ne sont pas les seuls qu'on observe ([1]), et, pour montrer jusqu'à quel point la ressemblance est complète avec ce qui se passe dans les tubes Natterer, j'ajouterai que, si on abaisse lentement la pression dans le tube à deux fluides, après l'avoir porté près de la pression critique, il se produit une ébullition et une pluie simultanées, comme dans un tube Natterer que l'on refroidit. Ce phénomène s'explique ici sans difficulté : par décompression le gaz abandonne du liquide, et réciproquement.

Les expériences précédentes peuvent être répétées avec d'autres corps que le formène et le chlorure d'éthyle; les résultats obtenus sont semblables, ce qui montre qu'il s'agit d'un fait général.

Pour deux fluides donnés, la pression critique varie avec la température, et, au moins à partir d'un certain point, décroît quand la température s'élève, pour aboutir à la pression critique ordinaire du liquide seul, tout dissolvant devenant à ce moment inutile.

APPLICATION A LA DISSOCIATION.

Considérons, par exemple, un composé solide dissociable, dont la décomposition donne naissance à un solide fixe et à un gaz. Enfermons ce corps dans une enceinte où le vide a été fait, puis élevons la température : la tension de dissociation, qui augmente sans limites quand la température s'élève, pourra toujours être réalisée si le gaz qui se dégage est permanent. Il n'en sera plus de même si le gaz est liquéfiable. A une certaine température Θ, la tension de dissociation, croissant généralement plus vite que la force élastique maxima du gaz, deviendra égale à cette dernière. Au-dessus de Θ, la tension de

([1]) Voir à ce sujet le mémoire posthume de Thomas Andrews : *Sur les propriétés de la matière à l'état gazeux et à l'état liquide dans diverses conditions de température et de pression* (*Philos. trans. of the R. Soc. of London*, t. CLXXVIII, p. 45; 1887. — *Annales de Chimie et de Physique*, 6e série, t. XIII, p. 411).

dissociation ne pourra être atteinte, l'équilibre chimique ne pourra être réalisé ; il semble que l'existence du composé considéré sera devenue impossible par suite de cette circonstance particulière que le gaz mis en liberté se liquéfiera avant d'avoir atteint une pression suffisante pour limiter la décomposition.

L'intervention d'un gaz inerte fait disparaître cette anomalie ; mais, avant de montrer quel rôle ce gaz va jouer, remplaçons la notion de tension de dissociation par celle de *densité de dissociation*. Cette expression exprime, aussi bien que la précédente, les résultats de l'expérience, et présente sur elle deux avantages principaux : dans le cas d'un mélange de gaz, on ne peut faire que des hypothèses sur la pression individuelle des composants du mélange ; leur densité peut, au contraire, être connue. En second lieu l'expression proposée convient également à la dissociation du carbonate de calcium dans le vide et à celle du sulfate mercurique dans l'eau.

Revenons maintenant au cas qui nous occupe, et supposons la température supérieure à Θ. Nous pouvons, au moyen d'un gaz inerte, dissoudre le gaz liquéfié mis en liberté par la chaleur, et lui faire reprendre l'état gazeux par voie de dissolution, sa densité pourra ainsi devenir très supérieure à sa *densité maxima* dans le vide, et la densité de dissociation pourra être atteinte et dépassée, comme si le gaz était permanent. Dans ces conditions l'équilibre chimique sera possible, et le composé en question pourra exister au-delà de la température Θ.

Cette théorie s'applique, presque sans modifications, aux hydrates solides dissociables formés par l'eau avec un certain nombre de gaz ou de liquides. La formation et la décomposition de ces corps sont d'une observation particulièrement facile en raison du fait que ces hydrates se distinguent de leurs constituants par leur état physique, au moins au-dessus de 0°. Pour plus de clarté, nous ferons abstraction de la vapeur émise par l'eau, à laquelle on pourrait d'ailleurs appliquer le raisonnement précédent.

Soit, par exemple, l'hydrate de brome: la température Θ particulière à ce composé est + 6°; si l'on fait intervenir l'air ou l'hydrogène, qui ont la propriété de dissoudre le brome, cette température peut être dépassée sans que l'hydrate se décompose. Dans l'air à la pression ordinaire on atteint déjà + 6°,8 ou + 7°, sous une pression de 150 atmosphères, la formation de l'hydrate peut être observée jusque vers + 20°.

L'hydrogène est beaucoup moins efficace et ne permet d'atteindre + 9° que sous une pression de 200 atmosphères environ ; or on a vu précisément que le brome est moins soluble dans l'hydrogène que dans l'air.

On obtient des résultats analogues avec les hydrates de chlorure d'éthyle, d'iodure de méthyle, de chlorure de méthylène, de sulfure de carbone, etc.

Remarquons, en terminant, que les phénomènes de dissociation constituent en quelque sorte un réactif très sensible de la dissolution d'un liquide dans un gaz. La moindre variation de la densité d'une vapeur peut en effet se traduire par une rupture de l'équilibre chimique, c'est-à-dire par la formation ou la destruction d'un composé. C'est ainsi que la dissolution du brome dans l'air à la pression ordinaire est absolument inappréciable à la vue ; elle suffit cependant pour élever de près de 1° la température de décomposition, en vase clos, de l'hydrate de brome.

SÉANCE DU 17 JUILLET 1896.

PRÉSIDENCE DE M. BOUTY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 3 juillet est lu et adopté.

Est élu membre de la Société :

M. ALBERTOTTI (Giuseppe), professeur d'oculistique à l'Université de Modène (Italie).

M. LE PRÉSIDENT donne lecture de la lettre suivante qui vient de lui être adressée par *M. le Dr Guébhard.*

Saint-Vallier-de-Thiey, 9 juillet 1896.

« Monsieur le Président,

« Ayant eu l'occasion d'acquérir une collection du journal *la Lumière Électrique*, qui manquait à la Bibliothèque de notre Société, je me fais un plaisir de la lui offrir, regrettant seulement que mon éloignement ne me permette guère de lui témoigner autrement et plus souvent la persistance de mes sentiments très dévoués.

« Veuillez agréer, etc...

« A. GUÉBHARD. »

M. le Président adresse à M. Guébhard tous les remerciements de la Société.

M. le Président donne ensuite lecture d'une lettre de M. le *Dr d'Arsonval*, relative au procès-verbal de la dernière séance.

« Monsieur le Président,

« Sans vouloir discuter actuellement les idées de M. Marmier, je ferai remarquer que j'ai obtenu, d'une part, l'atténuation de toxines congelées, et que, d'autre part, j'ai détruit par la haute fréquence la virulence d'un venin de serpent cobra. Or, ce venin, donné à MM. Phisalix et Bertrand par M. Armand Gautier, ne perdait sa virulence qu'après avoir été chauffé à + 150° en tubes scellés. Je me suis borné à électriser le venin dont la température n'a pas dépassé + 40°. Ce sont MM. Phisalix et Bertrand qui ont procédé aux expériences avant et après électrisation.

« L'action atténuatrice des courants à haute fréquence n'est point due, selon moi, à un effet calorifique. Je suis porté à croire qu'elle est plutôt d'ordre électrolytique. Il ne s'agit pas de l'électrolyse classique avec libération de produits chimiques au voisinage des électrodes, mais bien de décomposition et de combinaisons extrêmement rapides se faisant de molécule à molécule et n'entraînant l'apparition d'aucun produit à l'état de liberté.

« Les phénomènes observés chez les animaux vivants et l'absence chez eux de toute élévation de température notable plaident en faveur de cette hypothèse, dont je démontrerai la réalité par des faits de plusieurs ordres.

« Veuillez agréer, Monsieur le Président.....

« Dr d'Arsonval, *de l'Institut.* »

M. Ch.-Éd. Guillaume, empêché d'assister à la séance, envoie la communication suivante :

« Les expériences de M. Villard sur la dissolution des solides dans les gaz m'ont suggéré une explication d'une expérience de MM. Wilson et Gray, relative à l'abaissement de l'éclat du charbon positif dans l'arc électrique lorsque l'on augmente la pression du gaz ambiant. M. Violle avait pensé pouvoir conclure de ces belles recherches sur l'éclat du charbon de l'arc que sa température devait être limitée par un phénomène d'ébullition ; dans cette hypothèse, l'expérience de MM. Wilson et Gray pourrait encore être expliquée, mais seulement en admettant des actions secondaires, comme la formation plus abondante de cyanogène, ou la présence, autour du charbon positif, de parcelles de charbon formant écran. Il semble plus satisfaisant d'admettre que le charbon se trouve dans l'air à l'état de dissolution, et que sa solubilité augmente en même temps que la pression, comme l'indiquent, pour un certain nombre de corps, les expériences de M. Villard. Il serait naturel d'admettre alors que la température baisse pour une même quantité dissoute. »

M. G. Maneuvrier rappelle que sa méthode de détermination de $\frac{C}{c}$ est fondée sur l'emploi d'une formule à termes différentiels, $\gamma = \frac{dp_q}{dp_t}$, déduite du théo-

rème de Reech : dp_q et dp_t étant les variations *élémentaires* de pression, l'une adiabatique et l'autre isotherme, qui correspondent à une même variation *élémentaire* de volume dv. Il en résulte que la vraie valeur de γ est donnée par la valeur-limite qu'atteint le rapport $\frac{\Delta V_q}{\Delta V_t}$, lorsqu'on fait tendre ΔV vers zéro : $\gamma = \lim \frac{\Delta V_q}{\Delta V_t}$.

Dans la pratique, M. Maneuvrier s'était contenté, pour plusieurs raisons, de déterminer un certain nombre de valeurs du rapport $\frac{\Delta p_q}{\Delta p_t}$, aussi voisines que possible de la limite, et d'en prendre la moyenne. Mais, ayant entrepris, avec la collaboration de M. J. Fournier, la détermination de γ pour la plupart des gaz, il a résolu — sur les conseils de M. Bouty et de M. Pellat — d'appliquer sa méthode dans toute sa rigueur.

Portant en abscisses les valeurs décroissantes de Δv et en ordonnées les valeurs correspondantes de $\frac{\Delta p_q}{\Delta p_t}$, ils ont obtenu une courbe dont l'intersection avec l'axe des γ donne, par son ordonnée, la valeur limite $\frac{dp_q}{dp_t}$. Ils ont construit les courbes pour les trois gaz, air, anhydride carbonique et hydrogène, que M. Maneuvrier avait étudiés précédemment : elles confirment sensiblement ses résultats antérieurs.

Toutefois, M. Maneuvrier pense que ce procédé de construction *par points* de la courbe adiabatique présente certains inconvénients qui seraient évités, si l'on construisait d'*un bloc* et *automatiquement* les courbes des valeurs successives de Δp_q qui correspondent aux valeurs successives de ΔV, relatives à un même coup de piston et à une même compression adiabatique. C'est dans cette voie que MM. Maneuvrier et Fournier poursuivent leurs recherches, d'après un principe indiqué dans le mémoire antérieur de M. Maneuvrier.

M. Broca indique un perfectionnement qu'il a apporté à l'équipage galvanométrique à aiguilles verticales, étudié l'année dernière par M. Pierre Weiss. L'équipage de M. Weiss est difficile à construire, car les aiguilles doivent être rigoureusement parallèles pour que le système soit astatique. Si, au contraire, on réalise des aiguilles rigoureusement droites et possédant en leur milieu un point conséquent, et si ce point est réglé de manière à ce que le moment magnétique de l'aiguille soit nul, cette aiguille sera astatique individuellement. Un équipage formé de deux de ces aiguilles mises parallèlement sera astatique, non seulement dans un champ uniforme, mais même dans un champ uniformément varié. L'aimantation de ces aiguilles se fait en les frottant par leur milieu sur l'angle d'un fort aimant. Le point conséquent ainsi obtenu peut être déplacé dans l'aiguille sans changer pour cela la valeur de l'aimantation, en frottant l'aiguille en un point convenable. On peut aussi retoucher chaque aiguille de manière à ce qu'elle soit tout à fait indépendante du champ terrestre.

On ne peut diriger commodément cet équipage au moyen d'un aimant directeur ordinaire, il faut employer de petites aiguilles placées l'une normalement, l'autre parallèlement aux bobines du galvanomètre, et à hauteur de l'un des pôles. Un équipage ainsi constitué, et tel qu'un fil de cocon simple de 10 à 12 centimètres le dirige presque complètement, est cependant insensible à l'aimant qui sert à aimanter les aiguilles, placé à 60 ou 70 centimètres, dans une position quelconque.

L'aimantation de ces aiguilles est 0,9 de celle qu'on obtient avec le procédé ordinaire. La stabilité de cette aimantation est suffisante, puisqu'un équipage est resté absolument identique depuis deux mois, et que l'expérience continue.

On peut utiliser ces systèmes avec une paire de bobines, ou deux paires agissant sur les pôles extérieurs ou trois paires. Le calcul et l'expérience montrent qu'on doit employer le type à une seule paire de bobines. Avec celui-ci, M. Broca a réalisé, pour un diamètre de bobines de 27 millimètres, la constante de 250, alors qu'avec cette dimension M. Pierre Weiss n'avait réalisé que la constante de 110.

En terminant, M. Broca montre le type d'instruments réalisé par M. Torchebœuf, qui permet de changer avec la plus grande facilité les équipages, dont on peut avoir ainsi une collection d'amortissement convenable pour les diverses sensibilités.

M. Jean Perrin résume des expériences relatives à la décharge des corps électrisés par les rayons X.

I. Pour qu'un corps électrisé, situé dans une atmosphère en repos, se décharge, il suffit que les rayons rencontrent des lignes de force émanées du corps. L'action peut être énergique sans que le corps soit rencontré, mais cesse dès que les lignes de force ne sont plus coupées.

II. Un tube de force coupé par les rayons X, et situé dans un gaz, se comporte donc comme un conducteur. Aussi est-il possible, au moyen de ces rayons, de *charger* un corps isolé, mais placé dans un champ électrique.

III. Les rayons X eux-mêmes ne sont pas assimilables à des conducteurs, et les résultats obtenus par M. Lafay pourraient être dus à une insuffisance dans la protection électrique.

IV. Les tubes de force coupés semblent ne devenir conducteurs que dans les milieux gazeux.

V. Ces faits s'expliqueront si l'on admet que, sur leur trajet, les rayons X dissocient certaines molécules, créant ainsi des ions positifs et des ions négatifs. Cette dissociation, indépendante du champ électrique, sera révélée si ce champ existe, les deux systèmes d'ions filtrant alors l'un au travers de l'autre le long des tubes de force, jusqu'à ce qu'ils rencontrent les charges qui terminent ces tubes ou jusqu'à ce qu'ils soient arrêtés mécaniquement, par un obstacle.

VI. La quantité d'électricité qui s'écoule ainsi le long des tubes de force devra donc avoir une valeur limite, précisément égale à celle que les

rayons ont dissociée. Et, en effet, l'expérience montre que, au-delà d'un certain champ, le débit reste absolument fixe.

VII. Le débit maximum, qui mesure la quantité d'électricité neutre dissociée, varie proportionnellement à l'angle solide intéressé par les rayons et à la longueur utilisée sur ces rayons. La quantité dissociée est donc la même pour deux couches sphériques d'égale épaisseur centrées sur la source. La loi de l'inverse du carré des distances est ainsi retrouvée. Dans les expériences citées, la quantité d'électricité ainsi mesurée était de l'ordre de $\frac{1}{2}10^{-10}$ coulomb pour une couche de 1 centimètre.

VIII. Il semble y avoir pourtant une absorption par l'air, telle que l'intensité baisse de moins de $\frac{1}{25}$, quand la distance à la source varie de 25 centimètres.

M. L. Benoist rappelle que M. D. Hurmuzescu et lui ont découvert et étudié les premiers le phénomène de la décharge des corps électrisés par les rayons X, et qu'ils en ont établi un certain nombre de lois fondamentales, dans des travaux insérés aux *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, et en partie déjà présentés à la Société de Physique. Or, ces lois ont conduit MM. Benoist et Hurmuzescu, relativement au mécanisme du phénomène, à des conclusions (Voir *Comptes rendus* du 27 avril) nettement distinctes de celles que M. Jean Perrin vient de présenter. M. Benoist va expliquer cette différence, et montrer suivant quelles proportions les deux systèmes peuvent entrer simultanément dans une théorie d'ensemble.

Quel est d'abord le siège de l'action des rayons X sur un corps électrisé? Si l'on imagine une corde invisible soutenant un poids, la chute subite de ce poids s'expliquera par une action dont le siège peut être soit la corde elle-même (changement de résistance), soit le point d'attache. Ici, même distinction : le poids, c'est la charge électrique d'une surface isolée S; la corde, c'est chaque ligne de force reliant cette surface à une autre S′ mise par exemple au sol; le long de cette ligne existe dans le diélectrique interposé une certaine tension; et la décharge peut être due soit à une action qui, appliquée aux différents points de cette corde, modifie cette tension, soit à une action produite sur la surface même de contact du diélectrique et du conducteur électrisé.

En orientant les rayons X parallèlement aux lignes de force, S′ étant une plaque d'aluminium transparente à ces rayons, MM. L. Benoist et Hurmuzescu ont englobé les deux actions, et ont trouvé que la partie principale, sinon la totalité du phénomène, se produisait sur la surface S électrisée. En orientant, au contraire, les rayons perpendiculaires aux lignes de force, et en préservant de toute action directe de leur part les deux extrémités de ces lignes, M. Perrin a isolé l'action, de valeur numérique notablement plus faible, qui se produit le long de ces lignes dans le diélectrique gazeux.

En effet, la loi de l'inverse du carré des distances, obtenue par MM. Benoist et Hurmuzescu, ne se vérifie que si on compte les distances de l'anticathode

à la surface électrisée S; les écarts sont d'environ $\frac{1}{30}$ pour des distances de 15 à 30 centimètres; mais elle ne se vérifie plus, si on compte les distances à partir de tout autre point, par exemple de la plaque S'. Donc la surface électrisée est bien le siège presque unique (à $\frac{1}{30}$ près) de l'action qui dissipe la charge. Quant à cet écart, MM. Benoist et Hurmuzescu l'ont expliqué par l'absorption de l'air, car il est toujours de même sens et augmente avec la distance; ils ont pu ainsi évaluer environ à $\frac{1}{30}$ le pouvoir absorbant d'une couche d'air de 30 centimètres d'épaisseur, ce qui concorde avec la valeur $\frac{1}{25}$ indiquée tout à l'heure par M. Perrin pour une épaisseur du même ordre. Mais ce pouvoir absorbant explique et mesure en même temps l'effet observé par M. Perrin dans le gaz lui-même, et montre que, dans la décharge produite par les rayons parallèles aux lignes de force, l'action sur le gaz n'est qu'une assez faible fraction, $\frac{1}{25}$ par exemple, de celle qui se produit à la surface de contact du diélectrique et du conducteur électrisé.

MM. Benoist et Hurmuzescu ont montré, de plus, que la rapidité de la décharge change complètement avec la nature du conducteur électrisé, cette nature intervenant par une couche superficielle d'une très faible épaisseur. On trouve ainsi, entre les durées d'une même chute de potentiel (toutes choses égales d'ailleurs) pour différents métaux, des nombres dont les rapports à l'un d'eux sont constants : ainsi, platine = 1 ; zinc, 1,41 ; zinc amalgamé, 0,96; argent, 1,53; aluminium, 2,12. Les inverses de ces nombres mesurent donc l'aptitude des différents métaux à utiliser l'énergie des rayons X pour dissiper les charges électriques ; et cette aptitude varie précisément en sens inverse de leur transparence pour ces rayons. Elle représente donc un véritable pouvoir absorbant. En recouvrant entièrement d'une couche mince de paraffine de même épaisseur des disques de différents métaux, MM. Benoist et Hurmuzescu ont constaté que la décharge avait encore lieu, un peu ralentie seulement, comme l'a observé J.-J. Thomson; mais, de plus, le rapport du temps reste le même que pour les mêmes disques non recouverts.

Une troisième loi établie par MM. Benoist et Hurmuzescu est celle des densités gazeuses : « La vitesse de dissipation de l'électricité par les rayons X varie proportionnellement à la racine carrée de la densité du gaz qui entoure le corps électrisé, qu'il s'agisse d'un même gaz pris à différentes pressions, ou de différents gaz pris à la même pression. » Cette loi a été vérifiée à $\frac{1}{60}$ pour l'air et l'acide carbonique, et à $\frac{1}{150}$ pour l'air à diverses pressions.

Le gaz semble ici intervenir seul, à première vue ; mais on remarque le rapport frappant que présente cette loi avec celle de Graham, relative à la

diffusion des gaz; en effet, la vitesse de diffusion, évaluée *en poids*, est aussi proportionnelle à la racine carrée de la densité. Tout se passe donc comme si le métal électrisé, absorbant l'énergie des rayons X avec une aptitude liée à sa nature et à sa transparence, l'employait à expulser le gaz condensé ou occlus à sa surface, et comme si ce gaz, partant avec une vitesse régie par la loi de Graham, emportait par convection les charges électriques en quantités proportionnelles à sa propre masse. M. Benoist a, d'ailleurs, commencé une série d'expériences destinées à mettre en évidence cette convection.

M. Jean Perrin rappelle qu'il n'a pas nié qu'un deuxième phénomène se superpose à celui qu'il a isolé, lorsque les rayons X rencontrent normalement le corps qu'ils déchargent. Mais il ne peut considérer comme démontré que le rapport de ces deux phénomènes soit celui qu'indique M. Benoist.

Il continue à penser que la vérification de la loi du carré des distances ne doit pas être faite en comptant la distance jusqu'au corps déchargé. Relativement aux surfaces S, S', dont a parlé M. Benoist, il rappelle que la surface S' se décharge en même temps que la surface S, en sorte que, même en négligeant l'action du milieu gazeux, il ne semble pas qu'il y ait plus de raisons pour compter la distance jusqu'en S plutôt que jusqu'en S'.

M. Benoist répond que les distances satisfaisant à la loi sont indiquées par l'expérience elle-même; par exemple, l'anticathode étant à 14 centimètres, puis à 24^{cm},5 des feuilles d'or de l'électroscope, et celle-ci étant à 6 centimètres de la fenêtre d'aluminium (la paroi opposée est *vitrée*), la loi se vérifie pour les feuilles d'or, mais non pour la fenêtre d'aluminium, pour laquelle le rapport du carré des distances devient *deux* fois trop grand.

En ce qui concerne l'expérience où M. Perrin a observé, en deux ou trois minutes, une chute des feuilles d'or quand les rayons X ne rencontrent absolument aucun corps électrisé, M. Benoist y voit une confirmation de son évaluation précédente, car cette chute est précisément de vingt à trente fois plus lente que celle qui s'obtient en quelques secondes dans les conditions moyennes où l'on fait agir directement un tube de Crookes sur un électroscope. Telle est donc à peu près la proportion entre l'effet direct sur le gaz et l'effet direct sur la surface du corps électrisé.

M. Jean Perrin répond qu'il avait cité le temps de chute des feuilles d'or dans une expérience où les rayons les plus voisins passaient à 40 centimètres du corps déchargé, dans une région où le champ électrique était très faible. En faisant passer les rayons plus près du corps, sans le toucher pourtant, on obtient facilement la chute complète en quatre ou cinq secondes.

Galvanomètre absolument astatique et à grande sensibilité ;

Par M. A. Broca.

Ayant eu l'occasion de me servir fréquemment de l'équipage à aiguilles verticales, tel que M. Pierre Weiss l'a décrit, et en ayant construit un grand nombre, je me suis assuré de la grande supériorité de cet équipage sur l'équipage à aimants horizontaux aux points de vue que son auteur a fait ressortir. Mais, d'un autre côté, je me suis rendu compte des difficultés de sa réussite. Dans cet équipage, l'astatisme dépend en effet du parallélisme absolu des deux axes magnétiques. C'est là une condition très difficile à réaliser, et comme la partie délicate de la construction de l'équipage est le collage des aiguilles, on peut dire qu'il n'y a pas de retouche possible.

Frappé de cet inconvénient, j'ai cherché à constituer l'équipage par deux aiguilles séparément astatiques, c'est-à-dire rigoureusement droites et présentant en leur milieu précis un point conséquent. Avant de préconiser l'emploi de ce procédé, il fallait démontrer : 1° la possibilité de tremper des aiguilles minces d'acier rigoureusement droites ; 2° la possibilité de produire une aimantation intense avec un point conséquent ; 3° la possibilité de placer un point conséquent au milieu précis d'une aiguille ; 4° la permanence de l'aimantation ainsi produite.

1° Pour tremper un fil de 0c,3 à 0c,06 de diamètre rigoureusement droit, il faut d'abord le chauffer régulièrement en le maintenant vertical par un poids convenable, au-dessus d'un vase plein d'eau. Cela peut se faire avec un courant électrique ou même avec un bec Bunsen. Le fil étant ainsi chauffé et tendu, on le trempe en soulevant le vase dans lequel le poids et le fil doivent entrer librement. Le poids assure la régularité de la trempe. Mais, si la chauffe n'est pas absolument régulière, aucun poids ne peut suffire à assurer la rectitude du fil et vaincre les forces moléculaires mises en jeu par la trempe. Ce procédé m'a été indiqué par M. Gaiffe. Il peut donner des aiguilles droites de 10 centimètres ;

2° En frottant une aiguille ainsi trempée par son milieu sur l'angle d'un aimant, on obtient un point conséquent au centre et deux pôles identiques extrêmes.

En trempant cette aiguille dans la limaille, on voit que l'aimantation est bien régulière, que les houppes de limaille prises par les

pôles extrêmes sont bien identiques entre elles et à peu près identiques à celles que prend une aiguille du même acier, aimantée à la manière ordinaire. Ceci est confirmé par les mesures balistiques, qui ont montré que l'aimantation de l'aiguille à point conséquent était 0,9 de celle de l'aiguille ordinaire. Donc, les pôles extrêmes sont 0,9 des pôles de l'aiguille ordinaire, et le pôle central est égal à 1,8 fois ceux-ci ;

3° L'aiguille ainsi aimantée présente son point conséquent au point qui a été le dernier en contact avec l'aimant. On comprend donc qu'il est possible de retoucher cette aiguille pour égaliser les moments magnétiques de ses deux moitiés. Pendant les retouches, l'aimantation ne change pas. Voici donc comment on opérera : L'aiguille sera suspendue horizontalement sur un petit support en aluminium au bout d'un fil de cocon. Avec une aiguille aimantée, on verra quel est celui des pôles extrêmes qui est à l'orientation qui lui convient. C'est le moment de la moitié correspondante de l'aiguille qui est trop fort. Il faudra donc raccourcir cette partie en la frottant convenablement sur l'aimant. Avec un peu d'habitude on arrive très vite à avoir une aiguille en équilibre en dehors du méridien. L'observation du temps d'oscillation permet d'ailleurs de diriger les retouches plus méthodiquement encore ;

4° Au point de vue de la permanence de l'aimantation, j'ai des équipages qui ont gardé leurs propriétés à très peu de chose près depuis cinq mois.

Les aimants étant ainsi obtenus, chaque équipage est formé de quatre d'entre eux, deux ayant un pôle nord central, deux ayant un pôle sud central. On forme ainsi deux équipages à aiguilles parallèles collés de chaque côté d'un amortisseur en mica, de manière à ajouter leurs couples. L'écartement des aiguilles qui m'a donné les meilleurs résultats est d'environ 3 millimètres.

L'équipage ainsi constitué jouit d'une propriété remarquable. Il est insensible non seulement à un champ uniforme, mais à un champ uniformément varié. En effet, le moment total est, en appelant m les masses magnétiques extrêmes, $-2m$ les masses centrales, l l'écartement des barreaux, f_1, f_2, f_3 les forces aux trois points aimantés :

$$M = ml\,(f_1 - 2f_2 + f_3).$$

Il est donc nul tant que $f_1 - 2f_2 + f_3 = 0$, c'est-à-dire tant que le champ est uniformément varié le long de l'équipage.

Cette dernière propriété dépend du parallélisme des lignes des pôles, mais l'astatisme dans le champ uniforme n'en dépend pas. Pratiquement ces équipages sont presque entièrement dirigés par un fil de cocon simple de 10 centimètres de long et sont insensibles à l'approche à 1 mètre d'un fort aimant en fer à cheval. Au contraire, une très petite aiguille placée près de l'un des pôles les dirige entièrement.

Pour être maître de ces équipages, l'aimant directeur ordinaire des galvanomètres est donc tout à fait insuffisant, et je l'ai remplacé dans mon instrument par de petites aiguilles, l'une normale aux bobines, l'autre parallèle, à hauteur et très près de l'un des pôles.

Cet équipage peut s'employer soit avec trois paires de bobines, chacune agissant sur un des couples de pôles, soit avec deux paires de même sens agissant sur les pôles extrêmes, et donnant un couple extérieur utile sur le pôle double, soit avec une seule paire de bobines agissant sur le pôle double et donnant un couple extérieur utile sur les deux pôles simples.

Pour le galvanomètre à trois paires de bobines il y a lieu de déterminer quels volumes et quels fils il faut donner aux deux paires extrêmes évidemment identiques, et à la paire centrale, pour obtenir le couple maximum, la résistance de l'instrument étant donnée.

Supposons la forme des bobines déterminée ; chacune d'elles sera entièrement déterminée par une de ses dimensions, par exemple l'épaisseur $2b$ de la gorge. Dans ces conditions, si ρ désigne la résistivité du fil, n le nombre de tours de fil par unité de longueur de la gorge, nous aurons, en négligeant l'isolant (1) pour la résistance d'une bobine et la force qu'elle exerce en son centre, les valeurs :

$$R = \frac{4}{\pi} \rho n^4 u = Cn^4 b^3, \qquad g = 4\pi n^2 b \log \Phi,$$

Φ étant une fonction dépendant uniquement du rapport des dimensions de la bobine. Pour nous, c'est donc une constante comme C.

Dans le cas qui nous occupe, appelons b et b', n et n' les données relatives à la bobine centrale et à l'une des extrêmes, nous avons à rendre maximum la somme des trois couples qui, d'après l'expression de la force g sera :

$$G = 4\pi \times 2\mu \log \Phi \; (n^2 b + n'^2 b')$$

(1) Mascart et Joubert, *Leçons sur l'électricité et le magnétisme*, t. II, p. 85 et 90.

avec la condition que la résistance est constante. Celle-ci est

$$C\,(n^4 b^3 + 2n'^4 b'^3).$$

D'ailleurs, les bobines doivent être jointives, ce qui nous donne pour les diamètres la relation $d + d' = l$, l étant la longueur de l'équipage, d'où nous concluons $b + b' = \mathrm{L}$, L étant une constante.

Posons $n^2 = t$, $\left(\dfrac{n'}{n}\right)^2 = y$, $\dfrac{b'}{b} = x$; nous aurons à rendre maximum l'expression $\mathrm{G} = \mathrm{B}tb\,(1 + yx)$ avec les deux relations :

$$t^2 b^3 (1 + 2y^2x^3) = \mathrm{A} \qquad \text{et} \qquad b\,(1 + x) = \mathrm{L},$$

les grandes lettres désignent des constantes. Éliminant b et remarquant que G sera maximum en même temps que $\dfrac{\mathrm{G}^2}{\mathrm{A}}$, expression d'où t s'élimine, nous voyons que nous avons à chercher le maximum de la fonction

$$\frac{\mathrm{G}^2}{\mathrm{A}} = \frac{(1 + yx)^2\,(1 + x)}{1 + 2y^2x^3} = \mathrm{F}\,(x, y),$$

d'où les conditions simultanées :

$$(1)\quad \frac{\partial \mathrm{F}}{\partial x} = (1 + 2y^2x^3)\,[1 + yx + 2y\,(1 + x)] - 6y^2x^2\,(1 + x)\,(1 + yx) = 0,$$

et :

$$(2)\quad \frac{\partial \mathrm{F}}{\partial y} = 1 - 2yx^2 = 0$$

Portant dans (1) la valeur $y = \dfrac{1}{2x^2}$ donnée par (2), il vient $x = -\dfrac{1}{2}$, solution inadmissible comme négative, et $x = \dfrac{1}{\sqrt{2}}$, d'où $y = 1$. On vérifie facilement que cette solution correspond bien à un maximum de G.

Pour comparer le galvanomètre ainsi constitué à celui à deux paires de bobines, on ne peut tenir compte du couple de celui-ci sur le pôle double, ni prendre de rapport géométriquement déterminé entre les bobines à cause de la surface polaire des aiguilles qui est située entre les bobines ; on est donc réduit au calcul numérique en négligeant l'action

sur le pôle double. J'ai trouvé ainsi que le galvanomètre à trois paires de bobines avait une sensibilité 1,98 fois plus grande que celui à deux paires pour l'équipage de 4 centimètres, la résistance de 9 ohms environ, et la surface polaire de 5 millimètres à chaque extrémité des aiguilles.

Mais nous pouvons comparer le galvanomètre à une seule paire au galvanomètre à deux paires, puisque les dimensions des bobines doivent être identiques dans les deux cas.

Appelons R′ la résistance de la bobine unique, et R celle de l'une des bobines du galvanomètre double. Nous avons $R' = 2R$, ou $n'^4 = 2n^4$, et les couples sont dans le rapport

$$\left(\frac{n'}{n}\right)^2 = \sqrt{2}.$$

Le couple du galvanomètre à trois bobines sera donc 1,39 de celui du galvanomètre à une seule bobine. Mais nous avons négligé le couple extérieur, et l'influence de la couverture du fil, qui sera plus fin avec trois bobines qu'avec une seule. Il est donc certain que, en somme, le galvanomètre à une seule bobine sera au moins aussi sensible que les autres. Sa construction étant aussi plus simple, il doit donc être préféré.

Un instrument de cette espèce avec un équipage de 4 centimètres et une paire de bobines de 27 millimètres de diamètre à 4 millimètres d'écartement, m'a donné la constante 250, correspondant à 5″ d'oscillation.

Quelques dispositions simples m'ont permis de rendre l'appareil d'un emploi commode. Il est contenu dans une boîte en bois que l'on fixe au mur par trois oreilles. Les bobines sont portées par deux flasques en laiton, dont l'une est fixée sur le fond de la boîte en bois, et dont l'autre peut s'ouvrir en tournant autour d'une charnière qui l'unit au premier. L'appareil de suspension pour l'équipage est à 15 centimètres au-dessus des flasques et fixé sur la boîte. Un double crochet permet de changer instantanément l'équipage, qui est très accessible, sans toucher à son fil de suspension. On peut avoir ainsi une série d'équipages d'amortissements divers.

La boîte en bois porte des tubes pour les aimants directeurs, et un chaussant où entre à frottement doux un barillet, qui permet de placer devant le miroir une lentille convenable pour amener la lecture à se faire à distance commode.

Mécanisme de décharge des corps électrisés par les rayons de Röntgen;

Par M. Jean Perrin.

I. On sait que les rayons de Röntgen déchargent les corps électrisés qu'ils rencontrent. Préoccupé surtout de concilier ce fait avec le principe de la conservation de l'électricité, j'ai réalisé quelques expériences qui me semblent préciser un peu la nature du phénomène.

On peut, en particulier, obtenir la décharge en faisant pénétrer les rayons dans une enceinte métallique absolument close où se trouve un conducteur porté à un potentiel différent de celui de l'enceinte. C'est le cas, par exemple, pour un électroscope Hurmuzescu. J'ai repris l'expérience en liant à l'aiguille d'un électromètre la cage de l'électroscope maintenue isolée.

Pendant toute la durée de la décharge, l'aiguille reste immobile. Il n'est donc pas douteux, et, du reste, il était presque évident que les rayons dissipent non seulement l'électricité des feuilles d'or, mais aussi l'électricité de nom contraire qui lui correspond sur la paroi interne de la cage, en égalisant les potentiels de ces deux conducteurs.

II. Il serait cependant incorrect de supposer que les rayons X (ou l'air qu'ils ont rencontré) agissent comme un faisceau de fils conducteurs, ou comme un électrolyte ordinaire. L'expérience suivante prouve, en effet, qu'ils peuvent réunir deux corps de potentiels très différents, sans cependant égaliser ces potentiels.

Un pinceau de rayons, défini par deux ouvertures, traverse une feuille métallique mince F, portée, par rapport au sol, à un potentiel d'au moins 50000 volts. Puis il entre par une petite ouverture et sans effleurer les bords de cette ouverture, dans un cylindre de Faraday relié au sol et à la cage d'un électromètre. Il se termine dans ce cylindre sur un disque métallique lié à l'aiguille de l'électromètre et qui, d'abord, est au potentiel du sol. Ce pinceau de rayons réunit donc deux conducteurs dont les potentiels diffèrent de plus de 50000 volts, et il ne touche aucun autre conducteur; cependant, l'aiguille reste immobile, ou, du moins, si son potentiel varie, il ne varie pas de $\frac{1}{10}$ de volt.

L'efficacité de la protection électrique produite par le cylindre de Faraday doit être vérifiée à l'avance avec le plus grand soin. Quand

cette protection est insuffisante, c'est-à-dire quand le disque et la feuille métallique F sont réunis par des lignes de force, les rayons X agissent très nettement. Cette action, qui sera expliquée plus loin, a pu faire illusion sur le résultat de l'expérience (1).

III. Les rayons X (ou l'air qu'ils ont traversé) peuvent donc, sans égaliser leurs potentiels, réunir des conducteurs dont les potentiels sont très différents, *pourvu seulement que ces conducteurs n'échangent pas de lignes de force.* On ne peut donc les assimiler même à des fils médiocrement conducteurs.

On peut montrer, d'autre part, qu'ils égalisent les potentiels de deux conducteurs, même sans les rencontrer, *s'ils rencontrent des lignes de force allant de l'un à l'autre.*

Pour établir cette propriété, je vais d'abord décrire l'expérience même qui me l'a fait entrevoir.

La bobine d'induction et le tube de Crookes sont enfermés dans une grande caisse A (*fig.* 1) entièrement recouverte de papier d'étain. Une paroi de cette caisse est recouverte d'un épais blindage en tôle. A l'intérieur, et contre cette paroi, se trouve le tube de Crookes ; à l'extérieur est un électroscope dont les feuilles sont reliées à un conducteur isolé B. La cage de cet électroscope et la caisse A sont au sol. A cause du blindage, aucun rayon ne peut atteindre l'électroscope ou le conducteur B.

On charge ce conducteur ; puis, on s'assure que la protection électrique est excellente en excitant la bobine seule, et non le tube. Ceci fait, on excite ce dernier. Aussitôt les feuilles d'or se rapprochent, jusqu'à décharge totale.

Si donc des rayons ont agi, ce sont ceux qui traversent le bois, puis le papier d'étain des faces non blindées, et cela, quoique les rayons les plus rapprochés passent à plus de 40 centimètres du système B. Si, en effet, on recouvre ces faces par de grandes lames de tôle, toute action disparaît.

Sans ajouter ces lames de tôle, on peut encore empêcher toute action en plaçant l'électroscope et le conducteur B dans une deuxième caisse entourée de papier d'étain, de manière à ramasser dans la région protégée par le blindage de la première face toutes les lignes de force issues du conducteur B.

---

(1) M. Lafay a décrit dans les *Comptes rendus*, t. CXXII, p. 837 et 926, 1896, une expérience identique, mais pour laquelle il donne un résultat contraire à celui que j'indique.

J'ai été ainsi amené, pour toutes les expériences décrites dans ce travail, à recouvrir par des lames de tôle, épaisse de 2 millimètres environ, toutes les faces de la caisse A. Sur un point seulement, j'ai fait dans cette tôle un trou rond de 1 centimètre, toujours fermé par du papier d'étain, et j'ai adapté sur ce trou un tube de laiton ayant 10 centimètres de long sur 1 centimètre de large. J'avais ainsi des rayons X le long d'une direction bien définie, *et seulement le long de cette direction.* Je pense qu'en opérant autrement on s'exposerait à de graves erreurs, et peut-être il ne serait pas difficile d'expliquer ainsi les résultats contradictoires obtenus par divers physiciens.

IV. Dans les expériences faites avec un blindage incomplet, les rayons déchargeaient le conducteur B sans le rencontrer, mais ils rencontraient les charges de signes contraires développées par influence sur la caisse A et sur les murs de la salle. Ceci même est inutile, et l'on peut montrer, comme je l'ai dit plus haut, qu'ils amènent l'égalisation des potentiels entre deux conducteurs, sans rencontrer aucun de ces deux conducteurs, pourvu seulement qu'ils rencontrent des lignes de force allant de l'un à l'autre.

Je m'en suis assuré en faisant passer un pinceau de rayons X défini comme je viens de le dire entre deux plaques métalliques, formant condensateur, dont l'une était liée à l'aiguille d'un électromètre. Les

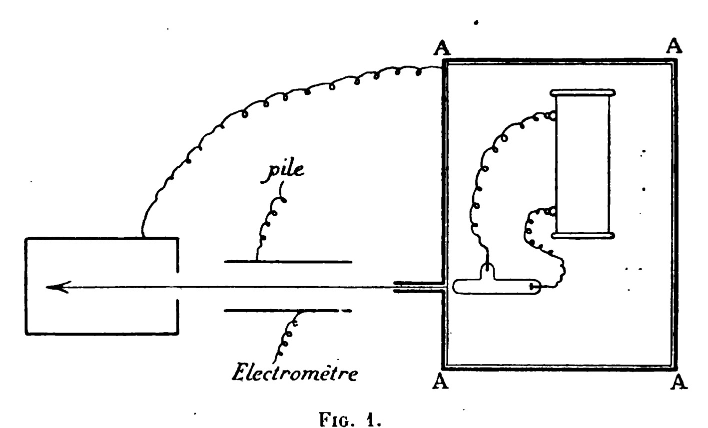


Fig. 1.

rayons n'effleuraient absolument pas ces plaques. Au sortir du condensateur, ils se terminaient contre le fond d'un cylindre de Faraday lié à la caisse A. Ils cheminaient donc dans une région complètement connue, et sans rencontrer aucune charge électrique, même à leur

point de départ et à leur point d'arrivée, tous les deux situés au fond de cylindres protecteurs (1).

Plus de cinquante expériences concordantes, dans lesquelles j'ai de mon mieux varié les conditions, m'ont prouvé qu'il y avait passage d'électricité d'une plaque sur l'autre. La distance des deux plaques a varié entre 3 et 10 centimètres; leur différence de potentiel, entre 2 et 200 volts.

Incidemment, on se rend compte dès à présent que, même en supposant que leurs actions électriques définissent clairement une intensité pour les rayons X, il serait illusoire de chercher à vérifier la loi de l'inverse du carré des distances en comptant ces distances à partir du tube de Crookes jusqu'au corps déchargé, puisque, en effet, ce corps peut n'être pas touché.

V. On peut se demander si, du moins, quelque phénomène particulier se manifeste, lorsque les rayons rencontrent le corps qu'ils déchargent. Pour le voir, j'ai déplacé d'une manière continue, en le soulevant ou en l'abaissant, le système des deux plaques précédemment défini et j'ai constaté seulement que l'action décroissait à mesure qu'une plus grande partie des rayons cessait de passer entre les deux plaques. Je n'ai pas étudié le cas où les rayons tombent normalement sur le corps déchargé.

Dans le même ordre d'idées, j'ai recherché si, comme le dit M. Righi, un conducteur exposé aux rayons X acquiert une charge positive.

J'ai donc fait tomber le rayon sur un disque de cuivre, lié à l'aiguille d'un électromètre, et dont le diamètre était juste assez grand pour utiliser tout le faisceau de rayons X. Le disque était protégé électriquement, en sorte qu'il n'émettait pas de ligne de force, et cependant il était assez loin de tout conducteur pour que sa capacité fût petite. Une charge positive, même faible, aurait donc pu être décelée. Pourtant je n'ai observé aucune variation du potentiel, et je pense que, s'il y en a eu, elle est restée inférieure à $\frac{1}{20}$ de volt.

(1) La cage de l'électromètre était reliée à la caisse A. Au début de l'expérience, elle était aussi reliée à l'aiguille, et l'on coupait cette communication seulement quand la plaque reliée à cette aiguille s'était chargée par influence en présence de la deuxième plaque. L'aiguille partait ainsi d'un potentiel égal à celui de la cage, et l'on pouvait mesurer, en utilisant toute la sensibilité compatible avec l'instrument, les variations ultérieures de son potentiel. Une disposition analogue a été employée chaque fois que j'ai eu recours à l'électromètre.

VI. Les expériences qui précèdent prouvent le rôle que la disposition des lignes de force joue dans la décharge par les rayons X. D'autre part, on sait maintenant comment intervient la nature du diélectrique traversé par ces lignes de force.

La décharge se produit dans les gaz, plus rapidement quand le gaz est plus dense (1) et paraît ne se produire que dans les gaz. A la vérité, M. J.-J. Thomson a annoncé qu'elle se produit dans tous les diélectriques, mais le résultat contraire paraît bien établi par les expériences de M. Righi et celles de M. Röntgen. En ce qui concerne les diélectriques *solides*, j'ai, d'ailleurs, vérifié leurs conclusions.

On sait, enfin, que J.-J. Thomson, puis Röntgen ont prouvé que de l'air, préalablement traversé par des rayons X, garde quelque temps la propriété de décharger les corps électrisés.

VII. Il pourra donc paraître naturel d'admettre que, transporté par convection ou par diffusion au voisinage des surfaces électrisées, l'air d'abord traversé par les rayons X vient produire les effets que j'ai signalés.

Je crois pourtant que cette explication est incomplète, et qu'on ne peut se dispenser d'admettre que, par le fait qu'ils sont placés dans un champ électrique, et même s'ils sont loin de toute surface électrisée, les gaz traversés par les rayons X acquièrent de nouvelles propriétés.

J'ai fait à ce sujet deux expériences qui, je crois, montrent que l'action de l'air n'est pas due à un simple effet de diffusion.

J'ai de nouveau fait passer un pinceau de rayons entre deux plaques formant condensateur. Seulement, cette fois, ces plaques étaient en toile métallique. L'armature liée à l'aiguille était entourée d'un anneau de garde également en toile métallique, en sorte que la face qui ne regardait pas l'autre armature ne pouvait émettre de lignes de force. Le condensateur était enfermé dans une caisse métallique où la convection proprement dite me semble improbable. En tout cas, elle eût été la même entre les armatures du condensateur et hors de ces armatures. De même, la diffusion n'eût probablement pas été arrêtée par le grillage qui les forme. Cependant l'action des rayons, énergique lorsqu'ils passaient entre les armatures, devenait insensible lorsqu'ils passaient à l'extérieur. La différence de poten-

(1) *Comptes rendus*, t. CXXII, p. 916, séance du 2 avril 1896. Note de MM. Benoît et Hurmuzescu. Le résultat a été aussi indiqué par M. Röntgen.

tiel entre les deux armatures était 200 volts ; leur distance, 5 centimètres.

On pourrait craindre que la toile métallique gênât la diffusion. L'expérience suivante, plus démonstrative, n'est plus sujette à cette critique.

J'employais un condensateur PQ (*fig.* 2) formé par deux plaques de laiton ayant 20 centimètres sur 25 centimètres, écartées de 5 centimètres. Un sillon rectangulaire découpait dans la plaque P une plaque P′ ayant 5 centimètres sur 10 centimètres, qui était reliée à l'aiguille d'un électromètre. Le reste de la plaque P était relié à la cage de cet électromètre et aussi, au début, à la plaque P′.

On établissait entre P et Q une différence de potentiel; puis, on coupait la communication entre la cage et l'aiguille de l'électromètre. La plaque P′ se trouvait alors isolée, et cependant au même potentiel que le reste de la plaque P, qui jouait dès lors le rôle d'anneau de garde. On faisait alors passer les rayons.

Le pinceau de rayons, employé pour cette expérience, avait dans sa partie la plus large $0^{cm},5$, pénombre comprise.

Quand ces rayons, supposés perpendiculaires au plan de figure, coupaient les lignes de force issues de la plaque P′, il y avait décharge, la même sensiblement lorsqu'ils passaient en A et lorsqu'ils passaient en A′.

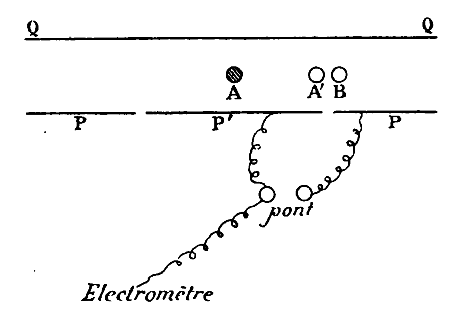


Fig. 2.

Quand ils cessaient de les couper, de manière à passer en B (un déplacement latéral de $0^{cm},5$ suffisait pour cela), il n'y avait plus de décharge sensible. Pourtant leur position, relativement à la plaque P′, était peu modifiée, et nul obstacle ne les séparait des lignes de force émanées de P′.

On peut ainsi regarder comme démontré qu'une atmosphère soumise à l'action des rayons X, mais laissée en repos, amène la décharge d'un corps électrisé *seulement quand elle est traversée par des forces émanées de ce corps*, la diffusion de cette atmosphère jouant un rôle pratiquement nulle.

VIII. En définitive, je pense que les faits précédents sont reliés simplement de la manière suivante :

Les rayons de Röntgen, indépendamment de l'existence même d'un champ électrique, altèrent la nature du gaz qu'ils traversent. Cette altération est définie par le fait que, si, par la suite, cette masse gazeuse est située sur le trajet d'un tube de force, les masses électriques situées aux extrémités du tube disparaissent quand le tube de force est en entier contenu dans le gaz. Quand une partie du tube de force est située dans un diélectrique solide ou liquide, il n'y a plus de décharge complète, mais simplement un effet de condensation *dont l'effet ultime est le même que si la portion du tube de force contenu dans le gaz était devenue conductrice.*

Cet énoncé est exempt d'hypothèses et donne une règle pratique assez commode pour savoir si, dans tel ou tel cas, on aura ou on n'aura pas de décharge.

A la condition de faire quelques hypothèses, on pourra pénétrer plus avant dans la nature probable du phénomène. On pourra supposer que l'altération subie par un gaz le long d'un rayon de Röntgen consiste en ceci : que des charges positives et négatives sont développées en quantités égales, tout le long du rayon. En l'absence de tout champ électrique, l'ensemble de ces charges constitue un fluide neutre se diffusant de proche en proche avec une vitesse inconnue, mais faible. Si, au contraire, il existe un champ électrique, les charges positives acquerront une vitesse moyenne plus grande dans la direction de la force électrique ; les charges négatives, une vitesse plus grande dans la direction opposée. Le résultat final sera que les deux systèmes filtreront l'un au travers de l'autre le long des tubes de force, jusqu'à ce qu'ils rencontrent des charges de nom contraire ou un obstacle mécanique, tel qu'un solide ou un liquide. La façon dont l'électricité s'écoulerait le long des tubes de force différerait ainsi profondément de l'électrolyse ordinaire et de la diffusion proprement dite.

IX. Au point de vue qualitatif, on sait donc dans quel cas les rayons X provoquent la décharge. Il reste, au point de vue quantitatif,

à donner un moyen pour trouver, dans chaque cas, la valeur du débit.

Je pense qu'on peut y arriver en remarquant que, si de l'électricité neutre est dissociée le long d'un rayon X, il doit être possible de la mesurer et de vérifier que, pour un rayonnement donné, c'est une constante indépendante du champ électrique qui permet de la déceler, et capable de caractériser ce rayonnement. Je crois avoir réussi à faire cette mesure et à vérifier cette constance, et je rendrai compte ultérieurement des expériences que j'ai tentées dans ce sens.

Enfin, il pourra être intéressant, à la condition qu'on s'aperçoive qu'on fait de nouvelles hypothèses, d'exprimer la théorie qui précède en disant que, sur leur passage, les rayons de Röntgen brisent certaines molécules en morceaux, en ions, qui, suivant un postulat fondamental de la théorie des ions, sont électrisés par le fait même de leur séparation, et qui chemineraient dans un champ électrique suivant le mécanisme précédemment décrit. Grâce à cette nouvelle illustration, on pourra prévoir que ces gaz chargés d'ions seront chimiquement plus actifs que des gaz non soumis à l'action des rayons de Röntgen.

Action des rayons X sur les corps électrisés ;

Par MM. L. Benoist et D. Hurmuzescu.

En faisant connaître, le 20 mars dernier [1], nos premiers travaux sur les rayons X, nous annoncions, les premiers, que ces rayons ont la propriété de décharger complètement les corps électrisés, sans faire apparaître d'électrisation nouvelle, et nous fondions sur cette propriété une méthode actinométrique applicable à ces radiations. Depuis cette date, ont été publiés plusieurs mémoires relatifs aux mêmes phénomènes. Celui de M. J.-J. Thomson formule des conclusions entièrement conformes aux nôtres ; les autres, tels que celui de M. A. Righi, celui de MM. Borgmann et Gerchum, et celui de M. H. Dufour, tout en étant d'accord en ce qui concerne la décharge des corps électrisés, quel que soit le signe de leur électrisation, signalent une électrisation produite directement par ces rayons, sans

---

[1] Voir page 107.

être d'accord, d'ailleurs, sur le signe de cette électrisation, positive d'après M. Righi, négative d'après MM. Borgmann et Gerchum.

En présence de ces divergences, nous avons cru devoir répéter nos premières expériences, en prolongeant très longtemps l'action du tube de Crookes sur les feuilles d'or de l'électroscope; nous avons constamment observé une chute complète, quel que fût le signe de la charge initiale, et l'absence complète de toute nouvelle divergence ultérieure.

Craignant un défaut de sensibilité de l'électroscope pour les faibles charges, nous avons employé un nouveau type d'électromètre symétrique à miroir (1), toujours complètement enfermé dans une cage métallique communiquant avec le sol; c'est aussi à l'intérieur de cette cage que se trouve, derrière une fenêtre fermée par une feuille d'aluminium, la plaque d'épreuve que l'on charge, au début de chaque expérience, au potentiel de 60 volts environ. La diélectrine qui isole les corps électrisés se trouve absolument à l'abri de toute action de la part du tube de Crookes.

Dans ces conditions, la décharge a été de nouveau absolument complète et définitive, quel que fût le signe de la charge initiale, et quelle que fût aussi la nature du métal formant la plaque d'épreuve. Car nous nous demandions aussi si les divergences signalées plus haut ne venaient pas de la nature du métal. Donc, si les rayons X peuvent développer une charge électrique dont nous n'avons encore pu observer aucune trace, cet effet ne dépasse pas l'ordre de grandeur des forces électromotrices de contact (2).

Il pourra s'expliquer par ce fait que l'action des rayons X sur un corps électrisé équivaut à sa mise au sol et par suite peut faire apparaître une électrisation de l'ordre du volt, provenant des forces électromotrices de contact, dont ce corps peut être le siège.

Mais, au cours de ces nouvelles expériences, nous avons découvert une propriété spécifique nouvelle des différents corps, et particulièrement des métaux, relativement aux rayons X. Les métaux étant pris en disques de même diamètre, et l'influence des variations du tube de Crookes étant éliminée par la méthode des moyennes

---

(1) Voir la description de cet électromètre dans : *Les rayons X et la Photographie à travers les corps opaques*, par M. Ch.-Ed. Guillaume, p. 89 (*fig.* 16). La plaque d'épreuve est figurée par le disque P.

(2) M. A. Righi a précisément annoncé, dans une note ultérieure, que tel était bien l'ordre de grandeur de l'effet qu'il avait observé. *C. R.*, t. CXXII, p. 818.

alternées, nous avons observé que le temps de chute d'un même potentiel à un autre *varie avec la nature du métal exposé.* C'est aussi le caractère que présente la déperdition de l'électricité sous l'action des rayons ultra-violets.

Mais l'ordre des différents métaux n'est pas du tout le même dans les deux cas. On sait que, d'après MM. Lenard et Wolf, qui expliquent ces phénomènes par une pulvérisation du métal, l'argent est le plus sensible à la décharge par les rayons ultra-violets ; puis viennent l'or, le fer, le plomb, l'étain, le cuivre, le platine, le mercure, le zinc. Or, l'argent et le zinc, qui occupent les deux extrémités de cette liste, sont, au contraire, extrêmement voisins dans celle que nous avons obtenue au point de vue des rayons X, et ils en occupent le milieu avec l'or, le fer, le nickel, le laiton, le cuivre rouge. Aux extrémités nous trouvons, d'un côté, l'aluminium, pour lequel la déperdition est très lente, et, de l'autre, le platine et le mercure, pour lesquels elle est très rapide.

Voici quelques nombres exprimant la durée d'une même chute de potentiel, en prenant pour unité celle qui concerne le platine :

Zinc et laiton amalgamés	0,96
Platine en plaques minces	1
» en feuilles battues	1,1
Ferro-nickel	1,38
Zinc	1,41
Argent en feuilles battues	1,41
Cuivre rouge	1,48
Argent en plaques	1,53
Aluminium battu	1,92
» en plaques	2,12
Noir de fumée	1,97

Ces nombres sont évidemment relatifs au tube que nous avons employé, vu l'hétérogénéité des rayons X que nous avons précédemment démontrée.

Donc l'aptitude des différents métaux à utiliser l'énergie des rayons X pour la dissipation de l'électricité varie nettement en sens inverse de leur transparence pour ces rayons, puisque l'aluminium est précisément le plus transparent des métaux précédents, le platine et le mercure les plus opaques. Cette aptitude représente donc *une sorte de pouvoir absorbant*, comparable à celui des corps plus ou moins opaques pour les radiations lumineuses et calorifiques.

De plus, ce pouvoir absorbant a son siège dans la couche superfi-

cielle du métal lui-même, car il augmente nettement avec l'épaisseur de ce métal, quand cette épaisseur est encore très faible.

Le noir de fumée, transparent pour les rayons X, se montre précisément aussi peu absorbant que l'aluminium. C'est ainsi que le temps de décharge pour une plaque de cuivre poli passe de 1,52 à 1,97, quand elle est recouverte de noir de fumée.

Sans donner encore de ces phénomènes une explication complète, en vue de laquelle nous avons préparé diverses expériences, nous croyons devoir présenter dès maintenant les observations suivantes :

1° La théorie de la pulvérisation ne donne pas cette explication, car elle ne paraît pas compatible avec le fait observé par nous, et aussi par M. J.-J. Thomson, que la décharge des métaux électrisés se fait complètement, non seulement dans l'air, mais aussi dans un milieu diélectrique solide, comme la paraffine;

2° La propriété que posséderaient les diélectriques de devenir conducteurs sous l'action des rayons X, propriété formulée par M. J.-J. Thomson, ne suffit pas pour expliquer toutes les circonstances du phénomène, puisque la nature du métal intervient nettement, jusqu'à une certaine profondeur ; nous avons observé de plus que le rapport des temps de décharge trouvé pour deux surfaces métalliques différentes n'est pas modifié lorsque ces deux surfaces sont entièrement recouvertes d'une couche de paraffine de même épaisseur.

Les résultats que nous venons d'exposer nous paraissent indiquer dans quelle voie doivent être désormais dirigées les recherches pour obtenir des préparations plus sensibles que les plaques au gélatino-bromure d'argent dans la photographie par les rayons X; les sels de platine, étant plus absorbants, seront sans doute plus avantageux ; c'est ce que nous nous proposons de vérifier [1].

Après avoir étudié l'influence spécifique du corps électrisé sur la vitesse de déperdition de son électricité par les rayons X, nous avons étudié celle du diélectrique gazeux dans lequel ce corps est plongé.

Pour cette étude, nous avons ajouté à notre électroscope à feuilles d'or une boîte métallique pouvant tenir le vide, et dans laquelle se trouve, isolé par un bouchon de diélectrine, un disque de laiton communiquant avec les feuilles d'or. Les rayons X viennent frapper ce disque en traversant une fenêtre parallèle fermée par une plaque mince d'aluminium.

---

(1) Travail publié le 30 mars 1896.

Une première série d'expériences nous a montré que la vitesse de dissipation de l'électricité augmente quand la densité du gaz augmente, diminue quand cette densité diminue. Elle est plus grande dans l'air comprimé que dans l'air ordinaire ; elle est moindre, au contraire, dans l'air raréfié. Elle est moindre dans l'hydrogène que dans l'air ; plus grande dans l'acide carbonique, plus grande encore dans l'acide sulfureux.

Le sens du phénomène ainsi établi, nous avons obtenu la loi numérique par une série de mesures donnant, soit dans l'air à différentes pressions, soit dans des gaz différents à la même pression, le temps de chute des feuilles à partir du même angle initial jusqu'au même angle final.

Cette loi est la suivante :

La vitesse de dissipation de l'électricité par les rayons X, pour un même corps électrisé dans les mêmes conditions, varie proportionnellement à la racine carrée de la densité du gaz où il est plongé.

Voici une série de mesures relatives à l'air, la pression variant depuis 7 millimètres de mercure jusqu'à 765 millimètres. Le produit du temps de chute par la racine carrée de la pression et, par suite, de la densité, doit être constant.

Pression : P.	Temps de chute : t.	Produit : $t\sqrt{P}$
mm.		
7	102	[269,9] (1)
17	140	577,2
28	120,7	638,7
40,5	95	604,6
54	79	580,5
70	67,1	561,4
87	61,5	573,6
158,5	44,9	565,3
283	34,1	573,7
414	30,2	614,5
576	26	624
765	24,2	669,3
	Moyenne.	598,4 (sans le 1er nombre)
	Écart moyen.	± 26.4 soit $\frac{1}{22,7}$

(1) Ce nombre trop faible peut s'expliquer, parce que le potentiel initial est presque égal au potentiel explosif pour l'air à la pression 7 millimètres, et, par suite, l'action propre du vide s'ajoute à celle des rayons X pour provoquer la déperdition électrique, dans cette première expérience. Dans toute occurrence, nous préparons une série de mesures pour les pressions plus faibles.

Autre expérience, avec un fonctionnement différent du tube de Crookes :

Pression : P.	Temps de chute : t	Produit : $t\sqrt{P}$
mm.		
107	69	225,7
203	50,8	228,9
304	40,5	223,3
	Moyenne.	226
	Écart moyen.	$\pm 1,5$ soit $\frac{1}{151}$

La loi est donc nettement établie pour un même gaz à diverses pressions.

EXPÉRIENCES SUR DIFFÉRENTS GAZ, A UNE MÊME PRESSION.

Air et acide carbonique.

Rapport des temps de chute, pour un même angle....... 1,257
Rapport inverse des racines carrées des densités......... 1,237

Hydrogène (contenant quelques traces d'air et air).

Rapport des temps de chute........................... 3,23
Rapport inverse des racines carrées des densités......... 3,79

Ces premières mesures paraissent donc bien établir également la loi, en ce qui concerne les différents gaz.

En résumé, la dissipation de l'électricité par les rayons X dépend à la fois de la nature du corps électrisé, intervenant par une sorte de pouvoir absorbant lié à son opacité, et de la nature du gaz environnant, mais n'intervenant que par sa masse spécifique, ou, quand on passe d'un gaz à un autre, par sa masse moléculaire.

Nous croyons donc devoir chercher l'explication de cette dissipation, non seulement dans l'hypothèse d'une absorption de l'énergie radiante par les molécules du diélectrique gazeux se dissociant en ions libres (1), mais dans celle d'une absorption de cette énergie par le corps électrisé lui-même, expulsant, grâce à elle, les molécules

(1) Une note récente (*Éclairage électrique*, 20 juin 1896) de M. J. Perrin apporte de nouveaux arguments très sérieux en faveur de cette absorption de l'énergie radiante par le diélectrique gazeux, mais le reste de nos conclusions n'en est aucunement modifié.

gazeuses condensées à sa surface ou même occluses jusqu'à une certaine profondeur. Et, en effet, nous avons observé, au cours de nos expériences, certains indices directs [1] de ces derniers phénomènes. Nous espérons pouvoir prochainement faire connaître les résultats de l'étude que nous en poursuivons, et arriver à expliquer aisément, par notre hypothèse, un certain nombre de propriétés, singulières en apparence, observées dans les rayons X par plusieurs auteurs. Il nous semble que l'on pourrait, par exemple, attribuer à ce départ de molécules gazeuses électrisées, provoqué par les rayons X, quand ils frappent une plaque métallique électrisée préalablement, les phénomènes d'électrisation apparente de ces rayons signalés par M. Lafay, et aussi les actions singulières observées par M. Piltschikoff dans le cas des couches électrisées multiples [2].

SÉANCE DU 20 NOVEMBRE 1896.

PRÉSIDENCE DE M. BOUTY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la séance du 17 juillet est lu et adopté.

M. LE PRÉSIDENT annonce en ces termes les pertes douloureuses que la Société a faites pendant les vacances :

« MESSIEURS,

« Depuis notre dernière réunion, la mort a frappé parmi nous à coups redoublés. J'ai le pénible devoir d'enregistrer la mort de sept de nos membres : MM. *Sausse*, préparateur à la Faculté des Sciences de Caen; *René Defert*, licencié ès sciences; le général comte *de Laforest;* MM. *Mingasson*, professeur au lycée de Toulon; *Morizot*, professeur à la Faculté des

---

(1) Par exemple, pendant la charge de l'électroscope, la plaque de cuivre étant dans l'air à une certaine pression plus ou moins faible, lorsqu'on atteint le potentiel explosif correspondant à cette pression, la chute des feuilles d'or est précédée d'une période de quelques secondes, d'un équilibre instable, correspondant, sans doute, à une modification dans la couche gazeuze condensée. De même, quand la même pression est établie depuis assez longtemps, le potentiel même s'élève.

(2) Travail publié le 29 avril 1896.

Sciences de Bordeaux; *Combes*, maître de conférences à la Faculté des Sciences de Paris; et, enfin, *Fizeau*, le doyen des physiciens français, notre vénéré maître.

« M. Morizot, ancien professeur au lycée de Bordeaux, puis maître de conférences et professeur à la Faculté des Sciences de la même ville, a été enlevé à l'affection de ses collègues et de ses élèves par une mort subite. Il était bien connu des physiciens, et particulièrement par ses recherches sur les chaleurs spécifiques.

« M. Combes, mon jeune collègue à la Faculté des Sciences, était l'auteur de belles découvertes en chimie organique, parmi lesquelles il suffira de citer celle de l'acétylacétone. Une mort subite et prématurée a fait évanouir les espérances qu'avaient fondées sur lui tous ceux qui s'intéressent aux progrès de la chimie. Vous l'aviez nommé, l'an dernier, membre du Conseil de notre Société.

« Il semble inutile de rappeler, devant une assemblée de physiciens, les principaux titres de gloire de M. Fizeau: ils sont gravés dans toutes vos mémoires. Tout ce que ce savant illustre a marqué de sa puissante empreinte est aussitôt et définitivement devenu classique: ses premiers travaux en collaboration avec Foucault, ses belles recherches sur les dilatations, sur la vitesse de la lumière, sur l'entraînement de l'éther, offrent partout le même caractère de perfection achevée, qui est comme la marque propre de son génie. Je me bornerai donc à rappeler les titres qui nous autorisent à revendiquer M. Fizeau comme l'un des nôtres. Lors de la première réunion de la Société de Physique, en 1873, il fut acclamé président; plus tard, quand la Société créa le titre si envié de membre honoraire, elle s'empressa de le lui conférer, et M. Fizeau, le premier président de la Société de Physique était aussi, aujourd'hui, le doyen de ses membres honoraires. »

La Société a reçu à l'occasion de la mort de M. Fizeau la dépêche télégraphique suivante :

Saint-Pétersbourg, octobre 1896.

« La Société physico-chimique russe, réunie dans sa première séance annuelle,
« témoigne ses sentiments de regrets et de condoléances les plus vifs causés par
« la mort du premier Président de la Société française de Physique, le célèbre
« Fizeau. »

Le Président,
PETROUCHEFSKY.

M. le Secrétaire Général a accusé réception de cette dépêche et annoncé à la Société physico-chimique russe qu'elle serait lue en séance.

M. MOULIN revient sur son travail précédent relatif aux changements d'état de corps, pour reconnaître:

1° Que l'attraction intermoléculaire n'est pas proportionnelle au carré des masses moléculaires;

2° Que la vaporisation n'a pas lieu au moment où l'attraction intermoléculaire est égale à la répulsion intermoléculaire ;

3° Une erreur de rédaction dans le paragraphe concernant la formule de transformation des gaz aux très hautes températures ;

4° La fausseté de l'alinéa concernant la règle du diamètre.

M. Becquerel communique à la Société les résultats de ses nouvelles recherches sur les rayons émis par l'*uranium* et les sels de ce métal. Ces rayons, il l'a montré (Séance du 20 mars 1896), jouissent des propriétés fondamentales des rayons Röntgen, savoir : traverser des corps qui sont opaques pour les radiations spectrales (carton, aluminium..., etc.), puis de communiquer à l'air qu'ils ont traversé la faculté de décharger les corps électrisés.

Quelle est la source de cette énergie ? Combien de temps les corps étudiés, isolés de toute radiation lumineuse, conservent-ils cette curieuse puissance ? La réponse à la deuxième question augmente l'obscurité de la première, car cette énergie semble inépuisable : des sels d'uranium sont tenus dans l'obscurité, les uns depuis le 3 mars, les autres seulement depuis le 3 mai. En novembre, leur action sur les plaques photographiques est la même, la même qu'elle était en mars. Les plaques ont été tirées de la même douzaine afin qu'elles soient plus comparables, et des précautions minutieuses ont été prises, comme dans les premières expériences, pour se mettre à l'abri de radiations lumineuses et des actions chimiques des vapeurs des sels sur les plaques. M. Becquerel montre à la Société quelques-uns de ses clichés.

Un deuxième fait, apporté par M. Becquerel, est celui-ci : Un tube horizontal est disposé de façon à pouvoir souffler, sur la boule d'un électroscope Hurmuzescu et Benoist, de l'air filtré de ses poussières. On s'assure qu'il n'a aucune action sur l'électroscope chargé ; mais vient-on à introduire dans le tube des sels d'uranium, les feuilles de l'électroscope tombent, lentement si l'on arrête le courant d'air, plus vite si on le rétablit. Un disque d'uranium agit plus énergiquement; on peut l'entourer de papier, sans que l'effet cesse de se produire. De plus, le rapport des vitesses de décharge avec l'uranium ou avec le sel est le même que celui des actions des deux corps dans l'air au repos.

Sur la loi des états correspondants et l'équation caractéristique des fluides. — M. Raveau vérifie le théorème de van der Waals, en cherchant, comme l'a fait M. Amagat (Séance du 3 juillet), à superposer ou à intercaler deux systèmes de courbes. Si l'on prend comme abscisses et comme ordonnées, au lieu des quantités elles-mêmes qui doivent être proportionnelles, les logarithmes de ces quantités, les coordonnées de deux points correspondants diffèrent de deux constantes, et les courbes correspondantes sont superposables. En traçant ainsi les réseaux de l'acide carbonique et de l'éthylène qui, en $\log p$ et $\log v$, ne diffèrent pas beaucoup comme aspect des courbes d'Andrews, on peut, par transparence, constater la possibilité de les intercaler sans aucune intersection des courbes ; sur des réseaux tracés sur un même papier quadrillé de 40 centimètres

sur 60, l'écart des courbes, dans la région où elles sont le plus resserrées, est encore de 2 millimètres environ. Les constantes critiques de l'acide carbonique étant connues, on calcule pour la pression critique de l'éthylène 48,6 atmosphères, et pour la densité critique 0,212. M. Amagat avait trouvé 48,5 atmosphères et 0,212; les résultats fournis par les deux méthodes sont donc identiques.

L'équation caractéristique des fluides qui obéissent à la loi de van der Waals ne doit, *si elle est algébrique*, renfermer que trois *constantes*, qui y entrent aussi algébriquement; cette condition ne limite pas le nombre des *coefficients*, qui peut être quelconque; par exemple, des corps dont l'équation serait de la forme :

$$p = \frac{RT}{v - \alpha} - \frac{c}{T(v + \beta)^2},$$

qui contient quatre coefficients, satisferont au théorème des états correspondants, si, pour tous ces corps, le rapport $\frac{\alpha}{\beta}$ est le même. Les vérifications très étendues que vient d'effectuer M. Amagat ne permettent donc nullement d'espérer qu'on pourra trouver une forme simple de l'équation caractéristique. En particulier, M. Raveau, en comparant les isothermes expérimentales à celles qu'on déduit de la formule de van der Waals, montre qu'il est absolument impossible de les superposer. Enfin, l'étude des résultats numériques prouve que la dérivée $\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}$ s'annule dans une région assez resserrée au voisinage du point critique; il sera donc impossible de traduire les résultats expérimentaux, comme on a cherché à le faire jusqu'ici, par une formule du type de celle qui est écrite plus haut, quelle que soit la complication que l'on donne à la fonction de T par laquelle on remplace le facteur $\frac{1}{T}$.

Le théorème de van der Waals doit-il être considéré comme vrai d'une façon entièrement générale ? On peut remarquer d'abord qu'il faudrait pour cela que le covolume fût toujours proportionnel au volume critique; s'il n'en est pas ainsi, on devrait d'abord, comme l'a fait van der Waals lui-même, compliquer un peu le théorème, en comptant les volumes, non à partir de zéro, mais à partir du covolume. Dans ce cas, la méthode de M. Amagat s'appliquerait encore; il suffirait de tracer les courbes en p et v et de ne pas réaliser la coïncidence des axes des p. D'autre part, les recherches de M. S. Young (1892) semblent prouver que le théorème n'est vrai que pour des corps ayant même constitution chimique. Si, comme le veut la théorie cinétique des gaz, les chaleurs spécifiques dépendent essentiellement de la forme de la molécule, les corps se grouperaient en séries correspondantes à la fois au double point de vue des propriétés thermométriques et calorimétriques. Ce résultat a une importance générale: l'application des principes de la thermodynamique laisse entièrement indéterminées les chaleurs spécifiques d'un corps dont on connaît l'équation

caractéristique ; il est impossible, en particulier, de déduire de la loi de van der Waals, supposée vraie, aucune conclusion sur les variations de l'entropie dans des transformations correspondantes ; l'existence des séries doublement correspondantes serait un premier résultat qui contribuerait à lever cette indétermination et à nous renseigner sur la forme de la fonction, qui, en thermodynamique, reste complètement arbitraire. On voit aussi qu'on ne peut espérer trouver la vraie forme de l'équation caractéristique qu'en y introduisant les chaleurs spécifiques, ou, si l'on fait une théorie moléculaire, en tenant compte de la forme des molécules.

En terminant, M. Raveau fait observer que l'emploi des coordonnées logarithmiques permettrait de représenter les résultats d'une série de mesures quelconques par une courbe dont la forme ne dépendrait pas des unités choisies ; on pourrait ainsi comparer et utiliser les mesures relatives. Le tracé des courbes logarithmiques serait considérablement simplifié par l'emploi de l'échelle divisée des règles à calcul.

M. Broca insiste sur l'importance de la méthode géométrique indiquée par M. Raveau. Il rappelle que M. Paschen a représenté par cette méthode les résultats de ses mesures sur la répartition de l'énergie dans le spectre des corps solides (Uber Gesetzmässigkeiten in den Spectren fester Körper). Il a vu que les courbes ainsi construites, correspondant aux diverses températures, vérifient les lois de M. Willy Wien, car elles se déduisent l'une de l'autre par une simple translation.

M. Willy Wien a en effet démontré que, si on appelle respectivement E et E_m les énergies d'une radiation de longueur d'onde λ, et de longueur d'onde λ_m, l'indice m indiquant la radiation d'énergie maxima à une température déterminée, on devait avoir $\frac{E}{E_m} = \varphi\left(\frac{\lambda}{\lambda_m}\right)$; la fonction φ étant indépendante de la température.

La méthode indiquée par M. Raveau a permis à M. Paschen d'éliminer de ses résultats la perturbation produite par l'absorption atmosphérique.

Cette méthode a été indiquée par M. Raveau aux *Comptes Rendus* de la séance de l'Académie des Sciences du 13 juillet 1896. Le numéro des *Annales de Wiedemann* contenant le travail de M. Paschen est arrivé à Paris le 21 juillet.

Sur les travaux de l'aéronaute Lilienthal. — M. Lauriol résume les travaux de M. Lilienthal, aéronaute berlinois récemment décédé.

M. Lilienthal a employé des machines volantes composées soit d'une paire d'ailes, soit de deux paires superposées ; le tout forme un ensemble rigide (indéformable), auquel l'aéronaute se suspend par les avant-bras ; les mouvements des jambes permettent de dépasser le centre de gravité et de modifier l'inclinaison des ailes. M. Lilienthal a pu ainsi se laisser aller en pente douce, remonter un instant, aux dépens de la vitesse acquise, et en présentant en avant la surface inférieure des ailes. Ces expériences n'étaient que le prélude d'essais plus complets que la mort de

leur auteur est venue interrompre. Cette mort, survenue au cours d'expériences conduites avec autant de prudence et de méthode qu'il est possible, montre tous les dangers auxquels on est encore exposé dans ces sortes d'études.

Électroscope à trois feuilles d'or. — M. Benoist présente un électroscope qu'il a muni de *trois* feuilles d'or bien égales, serrées simultanément dans la pince qui termine la tige isolée.

L'addition d'une *troisième* feuille d'or augmente la *sensibilité*, la *précision* et la *stabilité* de l'appareil employé comme *électromètre*.

Chaque feuille latérale est repoussée plus fortement par la feuille centrale que par la feuille opposée, de sorte que la charge nécessaire, pour obtenir un même angle α de divergence à partir de la verticale, est notablement réduite.

L'angle maximum d'écart est porté de 90° à 120°.

Pour atteindre complètement cette valeur, il conviendrait, toutefois, de supprimer la tige supérieure et d'utiliser, comme support inférieur, la feuille centrale rendue rigide.

M. Benoist a examiné aussi le cas d'un électroscope à une seule feuille mobile du type des pendules de Henley. C'est le plus sensible des électroscopes.

Il a commencé à construire et à étudier un appareil de ce type.

M. Gendron rappelle, à propos de la communication que vient de faire M. Benoist, que M. Branly lui a fait construire en 1891, pour les expériences de déperdition électrique, plusieurs électroscopes à isolant de soufre et à trois lames. La lame du milieu était une bande de laiton, verticale et fixe, dont il s'écartait de chaque côté une feuille d'or mobile ; un microscope à chariot et à micromètre servait à viser la tranche de l'une des feuilles d'or.

Avec un électroscope gradué, le déplacement de la feuille mobile fournissait des mesures aussi précises que si l'on avait fait usage d'un électromètre à quadrant. Des expériences faites avec cet électroscope, à propos de recherches sur la conductibilité des gaz, ont été projetées à la Société, à la séance du 20 mai 1892; elles sont développées dans le *Bulletin des séances* de l'année 1892 ; on y voit des figures schématiques représentant une lame verticale fixe et une feuille mobile déviée.

Dans le *Traité élémentaire de Physique* de M. Branly, adressé par l'auteur à la Société, en février 1895, des électroscopes à trois lames et à isolant de soufre (électroscopes ordinaires, électroscopes de Gaugain et électroscopes condensateurs) sont représentées pages 19, 21, 65, 120, etc..., avant la première publication de M. Benoist sur ce sujet (20 juillet 1896).

Si M. Branly n'a pas fait de communication spéciale sur les avantages particuliers de ces appareils, comme appareils de démonstration et comme appareils de mesure, c'est qu'il a reconnu que des électroscopes à trois

lames d'aluminium avaient été construits en Allemagne, antérieurement à ses expériences.

Nouveaux tubes pour rayons Röntgen. — M. CHABAUD projette, par les soins de M. Molteni, trois clichés qui donnent une idée des modifications successives qui se font dans un tube de Crookes à cathode concave.

Le premier cliché représente deux cônes divergents au point *o*, le point *o* étant le centre de courbure de la cathode. L'angle du côté de la cathode a pour base la cathode elle-même et pour sommet le point *o*; ces phénomènes se présentent à un vide inférieur à un millimètre, mais voisin de un millimètre.

Le deuxième cliché donne l'aspect du tube à un vide poussé plus loin. L'intérieur de la cathode est flou ; les deux cônes divergents existent toujours, mais leur angle d'ouverture a diminué; au-delà du point *o*, et prenant naissance en ce point, apparaît un pinceau filiforme de 1 millimètre et demi environ de diamètre et de 7 à 8 millimètres de longueur séparant les sommets des deux cônes.

Le troisième cliché donne l'aspect du tube au vide de Crookes.

L'intérieur de la cathode se présente d'un flou moins intense que dans le cliché n° 2. La région floue n'occupe qu'une partie au centre de la cathode : l'angle des deux cônes divergents a encore diminué, il n'a plus guère que quelques degrés.

Le pinceau filiforme paraît s'être allongé; il semble que quelques millimètres seuls au centre de la cathode concourent au phénomène.

M. Chabaud montre ensuite cinq clichés obtenus par la méthode de la chambre noire au moyen de six tubes différents. Ces cinq tubes ont été construits avec des cathodes concaves de rayon de courbure identique. La distance de la lame anticathodique au centre de la cathode seule varie pour chaque tube.

Dans le premier, le foyer de rayons X se fait à une distance égale à 2 fois le rayon de courbure; dans le deuxième et le troisième, le foyer de rayons X se fait à un peu plus de 2 fois le rayon de courbure; dans le quatrième, le foyer de rayons X se fait à une distance égale à 3 fois le rayon de courbure ; dans le cinquième, le foyer de rayons X se fait à une distance égale à 5 fois le rayon de courbure.

Les cinq clichés obtenus ne diffèrent pas sensiblement les uns des autres; les foyers paraissent bien être légèrement plus grands pour les tubes dont la distance entre la cathode et l'anode est la plus grande; mais le plus grand foyer ne diffère guère du plus petit que de 2 à 3 millimètres au maximum.

M. Chabaud fait ressortir aussi que la netteté et l'intensité du foyer sont beaucoup augmentées par le dispositif qu'a indiqué M. Colardeau.

C'est en se basant sur ces remarques que M. Chabaud a établi une série de tubes nouveaux qui sont des tubes Colardeau à grandes électrodes, dans lesquels il est possible de faire passer une étincelle de 25 centimètres ou

de 30 centimètres et avec lesquels, dans ces conditions, on voit le squelette humain sur un écran au tungstate de calcium.

Ces tubes permettent de photographier les parties épaisses du corps et avec une netteté aussi grande que possible, puisque le foyer producteur de rayons X ne dépasse pas 6 millimètres.

La loi des états correspondants et l'équation caractéristique des fluides ;

PAR M. C. RAVEAU.

1. La méthode que M. Amagat [1] a récemment appliquée à la vérification du théorème des états correspondants présente le double intérêt de ne pas nécessiter la connaissance des constantes critiques et de permettre l'utilisation directe, avec le degré d'approximation de leur tracé, des courbes qui traduisent l'ensemble des résultats expérimentaux ; ces avantages paraissent suffisants pour justifier l'application d'une variante de cette méthode.

On passe d'un point du réseau d'isothermes au point correspondant en multipliant son abscisse et son ordonnée par deux facteurs constants, c'est-à-dire en ajoutant deux constantes aux logarithmes de ces quantités. Si l'on trace les courbes en prenant pour coordonnées de chaque point les logarithmes des coordonnées ordinaires, on passera d'une courbe à sa correspondante par une simple transaction. En d'autres termes, si le théorème de van der Waals se vérifie, les réseaux de deux corps seront superposables ; il suffira d'obtenir des diagrammes transparents, sur verre ou sur papier, pour juger s'il est possible de les intercaler exactement sans aucune intersection.

J'ai appliqué la méthode aux réseaux de l'acide carbonique et de l'éthylène, qui ont été déterminés expérimentalement par M. Amagat. J'ai déduit des tableaux numériques les valeurs de $\log v$ et de $\log p$; sur la *fig.* 1, les traits continus représentent le réseau de l'acide carbonique ; dans le dessin original on avait choisi $\log 10 = 30$ cen-

---

(1) AMAGAT. *Vérification d'ensemble de la loi des états correspondants de van der Waals; sur la loi des états correspondants de van der Waals et la détermination des constantes critiques* (*C. R.*, t. CXXIII, pp. 30 et 83 ; *Journal de Physique*, janvier 1897 ; *Société française de Physique*, 3 juillet 1896).

timètres pour les pressions et log 10 = 20 centimètres pour les volumes. On voit que l'aspect général des courbes ne diffère pas considérablement de celui des isothermes d'Andrews ; pour mettre en évidence la variation du produit pv, on a tracé en plusieurs points

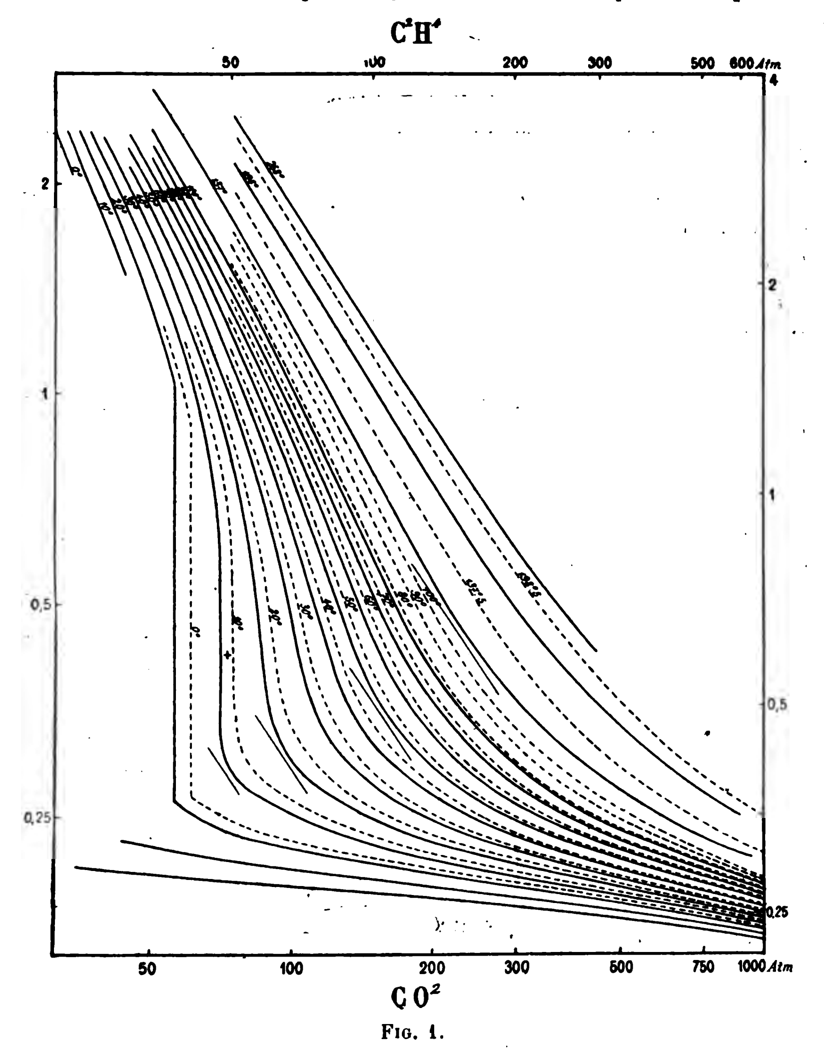


Fig. 1.

des segments de droites dont l'équation est $pv =$ Const. Ces droites ne sont pas parallèles à la deuxième bissectrice, parce que l'unité de longueur n'est pas la même pour les deux coordonnées.

Les réseaux de l'acide carbonique et de l'éthylène ont pu, à cette échelle, être tracés sur une même feuille de papier quadrillé ordinaire ; après avoir coupé la feuille, on peut, en éclairant par transparence, réaliser l'intercalation parfaite de réseaux et calquer l'un d'eux sur l'autre ; c'est ainsi qu'a été obtenu l'ensemble représenté par la *fig.* 1. Divers essais ont montré que les défauts inévitables de la division du papier, qui n'est jamais rectangulaire, exigent que les courbes soient tracées sur une même feuille et orientées de la même façon.

L'emploi des coordonnées logarithmiques pouvait faire craindre *a priori* un resserrement exagéré des courbes en certaines régions d'un diagramme de dimensions moyennes, qui aurait nécessité la reproduction, à une échelle plus grande, de certaines parties du tracé. En fait, avec les dimensions adoptées, l'écart minimum des courbes d'un même réseau s'est trouvé égal à 2,5 millimètres, c'est-à-dire à dix fois environ l'épaisseur des traits, ce qui est plus que suffisant.

Les côtés inférieur et supérieur du cadre ont été gradués en atmosphères ; la différence d'abscisse de deux points de même pression détermine le rapport des pressions critiques de l'éthylène et de l'acide carbonique. Pour les volumes, les unités choisies sont 100 fois plus grandes que celles de M. Amagat, c'est-à-dire telles que le produit pv ait, pour chacun des gaz, la valeur 100 à la température de 0°, sous la pression de 1 atmosphère ; ces unités sont donc, pour des masses de gaz égales, en raison inverse du poids moléculaire. La division du côté gauche du cadre se rapporte à l'acide carbonique ; le point critique a été marqué d'après les données obtenues par M. Amagat pour l'acide carbonique.

2. Le travail de M. Amagat établit que le théorème des états correspondants est vérifié, par l'expérience, dans des limites beaucoup plus étendues qu'on ne le pensait généralement. Je me suis demandé si la première formule de van der Waals :

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = \mathrm{RT},$$

qui est considérée depuis longtemps comme insuffisante, ne bénificierait pas, elle aussi, d'une comparaison avec les résultats expérimentaux effectués suivant la même méthode.

J'ai construit, en partant de cette formule, en coordonnées logarithmiques, un réseau d'isothermes dont les températures réduites θ sont très voisines de celles des courbes du réseau de l'acide carbonique, θ étant déduit de la température centigrade *t*, par la formule

$$\theta = \frac{t + 270}{300}$$

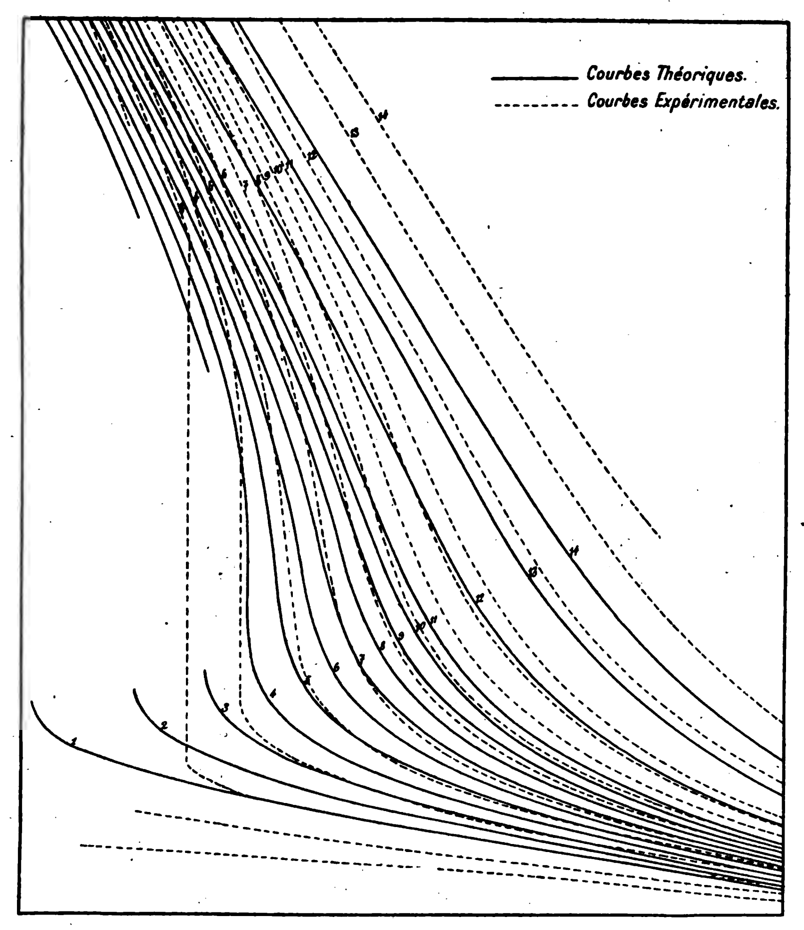


FIG. 2.

(la correspondante serait exacte si les quantités numériques étaient respectivement 273 et 304,35). En superposant à ce tracé le réseau expérimental, on constate qu'il est impossible d'obtenir une interpo-

sition des courbes sans intersection ; la *fig.* 2 représente l'ensemble des deux systèmes de courbes, quand on amène en coïncidence les points qui représentent l'état critique. On voit immédiatement que, conformément à une remarque déjà faite plusieurs fois ([1]), la formule de van der Waals donne, pour la dérivée $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$ au voisinage du point critique, des valeurs beaucoup trop faibles; les courbes expérimentales, qui sont ici tracées en pointillé, sont beaucoup moins resserrées que les courbes théoriques. D'ailleurs, le théorème des états correspondants fût-il vérifié dans toute sa généralité qu'il n'en résulterait pas que l'équation caractéristique de tous les corps dût être simple ; on serait seulement en droit de conclure que les coefficients, en nombre quelconque, de cette équation, sont fonctions de *trois* constantes seulement ([2]).

3. Clausius a proposé, pour remplacer la formule de van der Waals, une équation de la forme :

$$p = \frac{RT}{v - \alpha} - \frac{f(T)}{(v + \beta)^2};$$

plusieurs physiciens ont, après lui, cherché à représenter les résultats d'expériences à l'aide d'expressions convenables de la fonction f (T). L'étude attentive des données expérimentales montre qu'une formule de ce type ne peut convenir, quelque soit f (T) ; on a, en effet, si l'on considère α et β comme indépendants de T,

$$\left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v = -\frac{f''(T)}{(v + \beta)^2},$$

c'est-à-dire que si la dérivée $\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}$, prise deux fois à volume constant, s'annule en un point, elle reste nulle tout le long de l'isotherme de

---

([1]) Voir Stoletov, *Remarques sur l'état critique* (*Journal de Physique*, 2e série, t. I, 543 ; 1888) ; et Raveau, *Sur la variation de la tension de vapeur au voisinage du point critique* (*Société française de Physique*, 17 février 1893).

([2]) Voir sur ce point : L. Natanson, *Sur la correspondance des équations caractéristiques du gaz ; Sur les températures, les pressions et les volumes caractéristiques* (*Comptes Rendus*, t. CIX, pp. 855 et 890) ; P. Curie, *Quelques remarques relatives à l'équation réduite de van der Waals* (*Archives de Genève*, 3e série, XXVI, p. 13 ; 1891.) — Meslin, *sur l'équation de van der Waals et la démonstration du théorème des états correspondants* (*Comptes Rendus*, t. CXVI, p. 135 ; 1893).

ce point. Or, les valeurs de Δp, à volume constant, pour des variations de température de 10°, sont, d'après M. Amagat pour différents volumes (évalués en unités arbitraires) :

Volumes	30° — 40°	40° — 50°	50° — 60°	60° — 70°	70° — 80°	80° — 90°	90° — 100°
0,00768	8,3	8,2	8	7,8	7,6	7,8	7,8
0,00578		11,6	11,5	11,3	11,3	11,4	11,1
0,00428		17	17,1	17	17,4	17,2	17,6
0,00316	26,5	27,3	28,5	29,4	28,3	29	30,5

Ces nombres montrent que $\frac{\Delta p}{\Delta T}$ reste très sensiblement constant entre 40° et 90° pour le volume 0,00428, qui se trouve être très voisin du volume critique ; pour des volumes plus petits $\frac{\Delta p}{\Delta T}$ croît nettement avec la température ; il décroît pour des volumes plus grands. Si faible que soient les variations, elles sont suffisantes pour mettre hors de doute que $\left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v$ ne peut pas être de la forme rappelée ci-dessus. Il faudra donc, si l'on veut représenter exactement les expériences, faire des hypothèses plus générales, poser, par exemple, comme l'a proposé M. Brillouin (²),

$$p = \frac{A}{v-a} + \frac{B}{v-b} + \frac{C}{v-c}$$

A, B, C étant des fonctions de T, ou encore admettre que α varie avec la température, comme le font MM. de Heen et Dwelshauvers-Dery (¹), etc. J'ajouterai qu'il y aurait grand intérêt à vérifier si, comme cela semble résulter des nombres de M. Amagat, $\left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v$ ne serait pas nul exactement au point critique ; on en conclurait, en effet, d'après une formule bien connue, que $\frac{\partial c}{\partial v}$ est également nul, relation qui aurait une grande importance au point de vue de la théorie moléculaire de la matière à l'état critique.

(¹) Brillouin, *Sur la loi de compressibilité isothermique des liquides et des gaz et la définition des états correspondants* (*Journal de Physique*, 3e série, t. II, p. 113 ; 1893).

(²) De Heen et Dwelshauvers-Dery, *Étude comparative des isothermes observées par M. Amagat et des isothermes calculées par la formule de van der Waals* (*Bulletin de l'Académie royale de Belgique* ; 1894).

4. — Le théorème des états correspondants n'est certainement pas vrai pour l'ensemble des corps qui ont été étudiés ; en particulier, il semble *a priori* peu probable que le rapport des volumes de deux corps joue un rôle très important, puisque le volume ne peut jamais descendre au-dessous d'une limite finie. Il serait plus rationnel de considérer les variations de volume, soit à partir du covolume, soit à partir du volume critique. C'est à cela d'ailleurs qu'on peut ramener la modification du théorème des états correspondants, relative à l'équation de Clausius, qu'a proposée M. van der Waals, en considérant, au lieu du rapport $\frac{v}{\varphi}$ (φ est le volume critique), le rapport $\frac{v+\beta}{\varphi+\beta}$. La valeur de φ étant $3\alpha+2\beta$, on voit immédiatement que le quotient précédent ne diffère que d'une constante de $\frac{v-\alpha}{\varphi-\alpha}$ et de $\frac{v-\varphi}{\varphi-\alpha}$, ou $\frac{v-\varphi}{\varphi+\beta}$. La méthode de M. Amagat s'appliquerait encore au cas où ce seraient les excès des volumes de deux corps sur deux constantes dont le rapport aurait la même valeur pour les points correspondants ; on pourrait obtenir l'intercalation des réseaux, mais les axes des p ne coïncideraient pas.

5. Les travaux de M. Sidney Young (1) ont mis nettement en évidence l'influence de la constitution moléculaire sur la forme de l'équation caractéristique. Tandis que les quatre dérivés halogènes monosubstitués de la benzine obéissent très approximativement à la loi de van der Waals, la benzine elle-même s'en écarte beaucoup par rapport à eux. On sait, d'autre part, que les chaleurs spécifiques des gaz dépendent du nombre des atomes et de leur répartition dans la molécule. Les équations caractéristiques de deux corps cessent donc d'obéir au théorème des états correspondants en même temps que le rapport des chaleurs spécifiques, en des états correspondants, varie de l'un à l'autre.

Si naturel que soit ce fait, il n'est pas sans importance. D'une part, il montre qu'on ne pourra faire la théorie cinétique des gaz réels qu'en tenant compte de l'influence qu'exercent les mouvements intérieurs à la molécule, dont la force vive figure dans l'expression

(1) *On the generalizations of van der Waals regarding « corresponding » temperatures, pressures and volumes* (*Phil Mag.*, février 1892).

du rapport des chaleurs spécifiques sur les mouvements d'ensemble de cette molécule, desquels dépend la pression exercée par le gaz. D'autre part, cette remarque constitue le premier pas dans la solution d'un problème que laisse entièrement ouvert la thermodynamique actuelle ; les relations qu'expriment les deux principes fondamentaux contiennent seulement les différences entre les chaleurs spécifiques à partir d'un point ou leurs dérivées à température constante ; elles laissent indéterminée la valeur absolue des chaleurs spécifiques. Les études expérimentales, destinées à combler cette lacune, seront largement simplifiées quand il sera établi d'une façon générale que la loi de van der Waals est très approximativement vérifiée par les séries de corps de formule chimique analogue.

Électroscope à trois feuilles d'or ;

PAR M. L. BENOIST.

L'électroscope à feuilles d'or, muni d'une cage métallique et d'un isolant pratiquement parfait, tel que la diélectrine (électroscope Hurmuzescu) peut rendre de grands services comme appareil idiostatique, dans le cas de potentiels assez élevés, et quand on veut une précision de l'ordre de $\frac{1}{100}$.

J'ai apporté à la disposition classique une modification très simple, qui en augmente notablement la sensibilité, tout en la rendant plus uniforme, et par suite augmente la précision et la commodité d'emploi de cet appareil. Cette modification consiste à mettre *trois* feuilles d'or au lieu de deux. Après les avoir découpées de mêmes dimensions, on les superpose et on les saisit ensemble, à l'une de leurs extrémités, par un fragment de papier d'étain qui sert à les fixer à la pince terminant la tige isolée de l'électroscope.

Quand on charge l'appareil, la feuille du milieu reste bien verticale, véritable fil à plomb servant d'origine pour la mesure des angles ; les deux autres feuilles s'écartent d'un même angle de part et d'autre. La mesure des angles se fait aisément, à 1/4 de degré près, au moyen d'un rapporteur transparent, collé sur la vitre qui ferme la cage antérieure de la cage métallique, on le centre sur les

feuilles et on vise le tout avec une petite lunette suffisamment éloignée.

La sensibilité est notablement augmentée par cette addition d'une troisième feuille ; car chaque feuille extrême est quatre fois plus fortement repoussée par la feuille centrale que par la feuille opposée ; aussi, malgré la répartition de la charge entre trois feuilles au lieu de deux, suffit-il d'une charge moindre pour obtenir une même divergence totale.

Un calcul simple permet de voir que, pour les petits angles, la sensibilité est accrue dans le rapport de 1 à 1,49, et que cet accroissement augmente avec l'angle d'écart.

En considérant l'appareil comme un pendule double ou triple, et sans tenir compte de l'influence des parois de la cage, on obtient les relations suivantes entre les charges q et q' qui donnent un même angle de divergence dans les deux systèmes, et cet angle α, compte à partir de la verticale :

2 feuilles :

$$q^2 = A \frac{\sin^3\alpha}{\cos\alpha}$$

3 feuilles :

$$q'^2 = \frac{9}{4} A \frac{\sin^3\alpha}{4\cos^3\frac{\alpha}{2} + 2\cos^2\frac{\alpha}{2} - 1},$$

d'où $\frac{q}{q'}$ qui exprime l'accroissement de sensibilité :

$$\frac{q}{q'} = \frac{2}{3}\sqrt{\frac{4\cos^3\frac{\alpha}{2} + 2\cos^2\frac{\alpha}{2} - 1}{2\cos^2\frac{\alpha}{2} - 1}}$$

soit

1,49	pour les très petits angles.
1,50	pour un angle de 10°.
1,66	pour un angle de 60°.

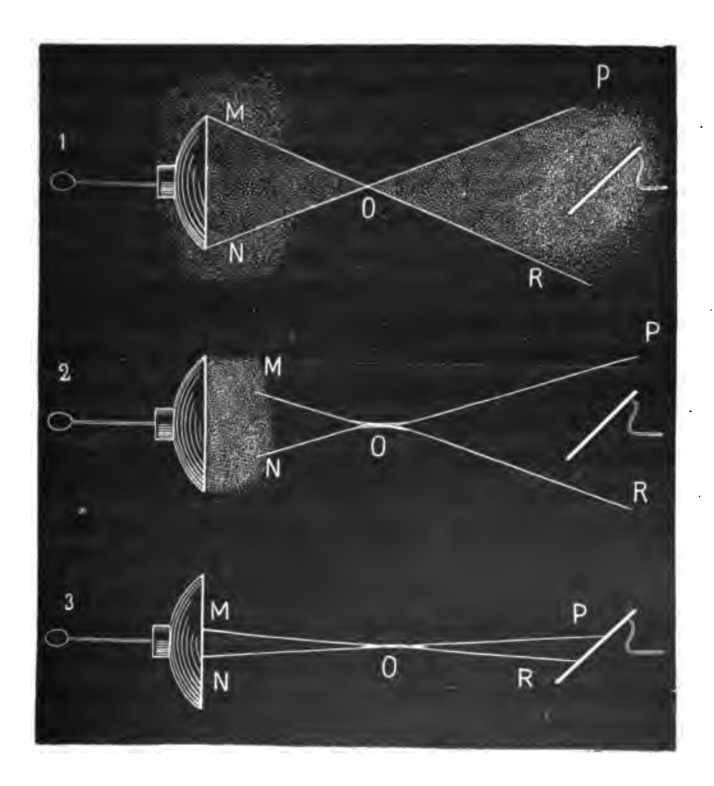
De plus, dans l'électroscope à deux feuilles, la sensibilité devient nulle au voisinage de l'angle limite qui est 90° ; un nouvel accroissement de charge ne produit aucun accroissement de divergence, il peut seulement provoquer l'arrachement des feuilles.

Avec trois feuilles, l'angle limité est porté à 120°. L'appareil peut donc servir pour de plus hauts potentiels.

Nouveaux tubes pour rayons Röntgen;

PAR M. CHABAUD.

Si l'on observe ce qui se passe dans un tube de Crookes de forme cylindrique à cathode concave (type Colardeau-Chabaud), depuis le moment où il commence à fluorescer jusqu'au moment où il est à son maximum de production de rayons Röntgen, on peut y suivre les phénomènes suivants ;



Lorsque le tube commence à présenter quelque fluorescence, on voit à peu près ce que représente la figure 1.

Le tube est tout entier lumineux à la façon d'un tube de Geissler ; ses deux pôles sont entourés d'un nuage à contour mal défini, dont la couleur dépend de la nature des gaz introduits.

Les deux cônes MON, POR, ayant pour sommet commun le point

O, foyer de la cathode, et comme base MN, diamètre de la cathode, se détachent avec une intensité à peu près égale à celle des nuages qui entourent les électrodes : PO et OR paraissent être les prolongements de ON et OM.

Si l'on pousse le vide un peu plus loin, l'aspect à l'intérieur du tube devient celui représenté par la figure 2. Le nuage qui enveloppait les deux électrodes a disparu ; seule une partie floue se voit à l'intérieur de la cathode ; l'angle MON diminue, le point O ne paraît pas se déplacer sensiblement, mais immédiatement derrière lui on remarque un pinceau filiforme de 8 à 10 millimètres de longueur.

Si l'on pousse le vide encore plus loin, c'est-à-dire au degré qui convient à ce même tube pour qu'il donne son maximum de production de rayons Röntgen, l'aspect intérieur, encore modifié cette fois, devient celui représenté par la figure 3. L'angle MON est même, sur cette figure, beaucoup plus grand que nature, car il arrive, avec certaines cathodes ou certaines dispositions de tube, à n'avoir, au centre même de la cathode, qu'une ouverture de 1 à 2 millimètres.

Le point O paraît garder sensiblement la même position ; la partie qui lui fait suite s'allonge cependant.

A l'intérieur de chacun des cônes MON, POR, et à leur sommet on observe un point allongé plus lumineux qu'aucun autre point du tube. Tout se passe alors comme si quelques millimètres seuls au centre de la cathode participaient au phénomène d'émission des rayons cathodiques.

Si l'on continue de vider, tous ces phénomènes disparaissent pour réapparaître, si l'on diminue la résistance intérieure du tube, par exemple en le chauffant pour lui faire rendre quelques gaz.

Je me suis demandé si les cathodes, telles que nous les construisons aujourd'hui, ne seraient pas la cause de ces phénomènes, c'est-à-dire si la présence du rivet au centre ne serait pas de nature à influencer ces phénomènes, soit à cause de l'épaisseur qui est, de ce fait, plus grande au centre de la cathode que sur ses bords, soit à cause d'un défaut de contact entre le rivet et la cathode.

J'ai fait les mêmes observations sur un tube dans lequel la cathode était portée par quatre griffes ; elle était faite d'un miroir en aluminium exécuté d'une seule pièce ; les phénomènes sont restés les mêmes.

J'ai pensé qu'on pourrait peut-être chercher une autre explication dans les défauts de courbure de pièces qui ne sont évidemment pas

travaillées avec le même soin que s'il s'agissait de la construction d'un miroir; je ne crois pas que ces défauts, qui sont extrêmement faibles dans nos instruments, soient la cause des phénomènes observés.

Pour terminer cette étude, j'ai fait, par la méthode de la chambre noire, six clichés.

Ils représentent tous l'image fournie par le foyer des rayons Röntgen dans six tubes différents.

Cliché n° 1 : — Anticathode placée à une distance de la cathode égale à une fois et demie son rayon de courbure (focus forme boule) ;

Cliché n° 2 : — Anticathode placée à une distance de la cathode égale à deux fois son rayon de courbure (focus forme cylindrique) ;

Cliché n°s 3 et 4 : — Anticathode placée à une distance de la cathode supérieure au double du rayon de courbure;

Cliché n° 5 : — Anticathode placée à une distance de la cathode égale à trois fois son rayon de courbure;

Cliché n° 6 : — Anticathode placée à une distance de la cathode égale à cinq fois son rayon de courbure

L'examen de ces clichés permet les remarques suivantes :

Le cliché n° 1 ne fournit, pour l'image du foyer, qu'une image confuse; on y voit toute la lame anticathodique participer à l'émission.

Le cliché n° 2 représente une image du foyer beaucoup plus intense; néanmoins, la plaque anticathodique participe encore, dans une certaine mesure, à l'émission.

J'estime que l'augmentation d'intensité sur le cliché n° 2 est due à la forme du tube : celui-ci est cylindrique et la cathode est voisine des parois; cette disposition imprime une meilleure direction au jet cathodique, et surtout diminue en partie les remous qui peuvent s'exercer librement dans le tube focus de forme boule qui a servi à faire le cliché n° 1.

Par crainte que le temps de pose n'ait été pour quelque chose dans l'intensité du cliché n° 1, comparée à celle plus grande du cliché n° 2, j'ai posé trois et quatre fois plus avec le tube n° 1 et n'ai jamais obtenu que le même résultat.

Le cliché n° 4 est celui fourni par un tube semblable, mais dans lequel on a conservé toutes les dispositions du tube Colardeau. La cathode a un diamètre plus petit que celles des tubes n° 1 et n° 2.

On remarque sur ce cliché un foyer beaucoup plus défini, plus intense, plus petit que celui représenté par les deux clichés précé-

dents; cependant la lame anticathodique est dans le tube n° 4 à une distance de la cathode plus grande de 7 millimètres que dans le tube n° 1.

Le cliché n° 4 montre aussi que la lame anticathodique ne participe presque plus à l'émission des rayons Röntgen. Il semble donc qu'on puisse dire :

1° Que de deux cathodes de diamètres différents, celle qui a le diamètre le plus faible donne le plus petit foyer;

2° Que comme le disait M. Colardeau, un tube dans lequel le faisceau cathodique est bien dirigé produit plus et donne plus net qu'un tube comme le n° 1 dans lequel la direction est beaucoup moins définie et les remous possibles.

C'est en me basant sur ces résultats que j'ai établi une nouvelle série de tubes permettant d'obtenir, en trente minutes, la photographie très nette du thorax d'un adulte avec une étincelle ne dépassant pas 15 centimètres.

SÉANCE DU 4 DÉCEMBRE 1896.

PRÉSIDENCE DE M. BOUTY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la Séance du 20 novembre est lu et adopté.

Sont élus membres de la Société :

MM. CHAIRY, Professeur au Lycée Janson-de-Sailly ;
CLAUDE, Ingénieur à Saint-Mandé (Seine);
DUPERRAY, Professeur au Lycée de Nantes;
RALLET, Professeur à l'Université de Jassy (Roumanie);
STRAVOLCA, Professeur à l'Université de Jassy (Roumanie);
SANDOMENICO (Gaetano), Professeur de Physique à Naples (Italie);
SORET (Charles), Professeur à l'Université de Genève (Suisse).

M. LE PRÉSIDENT donne lecture d'une lettre de M. le Ministre de l'Instruction publique et des Beaux-Arts, annonçant que le Congrès des Sociétés savantes sera ouvert, à la Sorbonne, le mardi 20 avril prochain, à deux heures précises. Ses travaux se poursuivront durant les journées du mercredi 21, jeudi 22 et vendredi 23 avril.

Les travaux étrangers au programme pourront être présentés au Congrès, s'ils ont été approuvés par la Société savante dont ils émanent.

M. le Secrétaire général annonce l'envoi d'une note de M. Delaurier, intitulée : *Recherches philosophiques mathématiques et chimiques sur l'unité de la matière.*

Observation sur le procès-verbal. — M. Benoist, répondant à la réclamation formulée par M. Gendron dans la dernière séance, dit qu'il a recherché dans les *Comptes Rendus* de la Société celui de la séance du 20 mai 1892, et qu'il n'y a vu mentionné qu'un électroscope à *une* feuille d'or et non à *trois*.

Quant au *Traité de Physique* de M. Branly, il contient bien la figure d'un électroscope à lame centrale et *deux* feuilles d'or, avec conducteur supérieur, type indiqué brièvement aussi dans deux ouvrages allemands.

Mais ces diverses indications, inconnues jusqu'à ce jour de M. Benoist, ne sont accompagnées d'ailleurs d'aucune discussion relative aux avantages respectifs des diverses formes d'électroscopes à feuilles d'or.

M. Benoist ne peut donc que maintenir ce qu'il a dit à ce sujet dans la dernière séance. Il ajoute que quelques personnes ont attribué aux formules qu'il a présentées une signification qu'il ne leur avait nullement donnée. Comme il l'a dit expressément dans un article paru en septembre dans le *Journal de Physique*, ces formules sont établies pour le cas de pendules électriques simples, doubles ou triples. Elles sont destinées à fournir une première approximation, permettant de comparer entre eux les différents types d'électroscope, et de voir dans quel sens varie leur sensibilité.

M. Pellat expose ses recherches faites en vue de vérifier les formules qu'il a établies *a priori* pour l'action d'un champ électrique sur un diélectrique non électrisé, dans le cas de diélectriques liquides.

En principe, l'expérience consiste à mesurer la dénivellation qui se produit entre deux vases communiquants contenant le liquide diélectrique, dont l'un est soumis à l'action du champ électrique et l'autre soustrait à cette action. Deux boîtes rectangulaires A et B en ébonite sont placées l'une à l'intérieur de l'autre, de façon que les larges faces verticales soient parallèles. Sur les faces extérieures de la grande boîte A sont collées des feuilles d'étain qui constituent les armatures d'un condensateur. La boîte intérieure B communique par un tube de verre deux fois recourbé avec un vase cylindrique en verre D, placé loin du condensateur. Ce système de vases communiquants est rempli à mi-hauteur des armatures par le liquide diélectrique (pétrole non volatil). En chargeant le condensateur par une différence de potentiel rapidement alternée (260 fois environ par seconde), le liquide de la boîte B est soumis à l'action d'un champ alternatif ; il en résulte que ce liquide monte un peu dans cette boîte, etc., descend, par conséquent, dans le vase D.

C'est l'abaissement du liquide dans ce vase qui est mesuré, au moyen d'un flotteur suspendu sous le plateau d'une balance très sensible, dont l'inclinaison du fléau est évaluée par un microscope. On en déduit la diffé-

rence de niveau que l'action du champ a produite entre les vases communiquants.

On peut opérer de trois façons différentes : 1° laisser plein d'air l'espace compris entre la boîte A et la boîte B ; 2° remplir complètement de pétrole cet espace ; 3° ne le remplir de pétrole que jusqu'au niveau du liquide contenu dans B.

Les formules établies par l'auteur dans une précédente communication permettent de calculer *a priori* quelle doit être la dénivellation dans ces trois cas, d'après la mesure du carré moyen E^2 de la différence de potentiel des armatures (mesuré par un électromètre Bichat et Blondlot), la connaissance des pouvoirs inducteurs spécifiques du liquide et de l'ébonite (mesurés par l'appareil décrit par l'auteur dans une précédente communication) et les dimensions linéaires de l'appareil.

La dénivellation calculée ainsi et celle qui a été observée, non seulement se sont bien trouvées du même ordre de grandeur, mais encore ne diffèrent que de quantités bien faibles (quelques microns) rentrant tout à fait dans les erreurs d'expériences et ne présentant rien de systématique.

Les formules qui donnent l'action d'un champ électrique sur un diélectrique non électrisé sont donc bien vérifiées dans le cas des liquides, comme elles l'avaient été dans le cas des solides, d'après une communication antérieure de M. Pellat.

M. L. Poincaré rappelle que M. Duter a obtenu des dénivellations de liquides par la dilatation électrique de leur enveloppe solide. Il demande à M. Pellat quelle est, dans ses expériences, l'influence de cette cause d'erreur.

M. Pellat rappelle la disposition de M. Duter et la compare à la sienne. Chez M. Duter, les dénivellations se font dans des tubes très fins ; chez M. Pellat, les sections sont considérables ; le champ, au contraire, est bien plus puissant chez M. Duter que chez M. Pellat. Cette double raison rend tout à fait négligeable la cause d'erreur signalée par M. Poincaré.

M. le Secrétaire général mentionne une note de M. Schürr, professeur au lycée de Montluçon, sur l'expérience d'Œrsted. Dans cette note, l'auteur fait remarquer qu'un courant indéfini constant, dirigé horizontalement dans le plan du méridien magnétique, donne une déviation de l'aiguille aimantée qui passe par un maximum pour une distance convenable du courant, comme cela résulte de la loi de Biot et Savart.

Décharges par les rayons X ; influence de la pression et de la température. — M. Jean Perrin rappelle d'abord que, lorsqu'ils traversent un gaz en repos, les rayons X dissocient en chaque point une certaine quantité d'électricité neutre facilement mesurable. Cette quantité, variant comme l'inverse du carré de la distance à la source, peut servir à caractériser l'intensité du rayonnement.

M. Perrin a étudié, depuis les recherches qu'il vient de résumer, comment les variations de température et de pression peuvent influer sur cette dissociation. La méthode consiste toujours à faire passer un pinceau de rayons entre les deux armatures d'un condensateur plan, sans que les rayons touchent ces armatures. Mais ce condensateur est enfermé dans une caisse métallique où l'on peut faire varier la pression et la température.

A température constante, le débit s'est montré proportionnel à la pression ; or, en chaque point, la masse spécifique varie comme l'inverse de la pression. Donc la quantité d'électricité dissociée par unité de masse est indépendante de la pression.

A pression constante, le débit s'est montré indépendant de la température (ce qui a permis d'utiliser une méthode de zéro déjà décrite qui élimine l'influence des variations du tube de Crookes). Or, en chaque point, la masse spécifique du gaz varie comme l'inverse de la température absolue. Donc la quantité dissociée par unité de masse est proportionnelle à la température absolue.

Les expériences ont été faites : pour la pression, entre 0,1 atmosphère et 1,5 atmosphère ; pour la température entre — 12° C. et + 145°.

Les lois expérimentales ainsi obtenues empruntent quelque intérêt à la théorie cinétique des gaz, où elles peuvent s'énoncer comme il suit : le nombre de molécules dissociées par les rayons est proportionnel au nombre de molécules rencontrées, quel que soit leur écartement, et proportionnel à leur énergie moyenne.

Enfin, l'ensemble de ces expériences permet de prévoir l'ordre de grandeur des actions chimiques exercées par les rayons sur un mélange de gaz, si l'on admet que 100.000 coulombs correspondent à une valence-gramme, comme dans l'électrolyse.

M. Benoist rappelle que M. Hurmuzescu et lui ont établi (*C. R.*, 27 avril 1896) la loi suivante :

La vitesse de dissipation de l'électricité par les rayons X varie proportionnellement à la racine carrée de la densité du gaz où est plongé le corps électrisé.

Cette loi a été établie par eux non seulement dans le cas d'un même gaz à diverses pressions (le seul établi par M. Perrin), mais aussi dans le cas de *différents gaz, air, acide carbonique, hydrogène*, à la même pression. La précision obtenue a été jusqu'à $\frac{1}{150}$. La méthode consistait à faire tomber les rayons X normalement sur la surface électrisée, englobant ainsi l'effet produit sur le gaz libre et l'effet produit sur la surface, ce dernier indiscutable, comme le prouve la loi des pouvoirs absorbants spécifiques, établie par les mêmes physiciens (*C. R.*, 30 mars 1896).

M. Perrin isolant l'effet sur le gaz, en orientant les rayons X parallèlement à la surface électrisée sans la rencontrer, trouve que la *quantité d'électricité libérée est proportionnelle à la densité.*

Ces deux lois paraissent, à première vue, distinctes, conformément à la différence des méthodes employées et au siège différent des phénomènes étudiés. M. Benoist établit qu'en réalité elles sont *identiques*, en reprenant un raisonnement déjà exposé à la Société dans la séance du 17 juillet dernier.

La loi de MM. Benoist et Hurmuzescu a le caractère d'une loi de *convection*. Tout s'y passe comme si le gaz condensé à la surface du corps électrisé était expulsé avec une vitesse régie par la *loi de Graham*, c'est-à-dire vitesse *en poids*, exactement proportionnelle à la racine carrée de la densité du gaz.

Donc, si M est la masse gazeuse expulsée ;

μ, la masse spécifique du gaz ;

E, la quantité d'électricité libérée ; on a :

$$M = K\sqrt{\mu}, \qquad E = K'\sqrt{\mu},$$

donc :

$$\frac{E}{M} = K',$$

c'est-à-dire que la charge électrique libérée est directement proportionnelle à la masse gazeuse expulsée, ou encore en *quantité constante par unité de masse*.

C'est précisément aussi la loi de M. Perrin.

Mais la loi de MM. Hurmuzescu et Benoist s'applique aussi, avec la même signification, aux différents gaz. Il y a donc lieu de penser que, si M. Perrin applique sa méthode à ce dernier cas, il retrouvera encore la même loi. De son côté, M. Benoist se propose de voir si, par sa méthode, il retrouvera bien, à son tour, la loi de M. Perrin relative à la température absolue.

Cette loi lui paraît étroitement liée à la loi des densités, car, dans la théorie cinétique des gaz, il revient exactement au même, au point de vue d'un effet dynamique, tel que pression, et, vraisemblablement aussi, convection électrique, d'élever dans un certain rapport la température absolue d'un volume gazeux invariable, ou d'augmenter, dans le même rapport, le nombre des molécules contenues dans ce volume.

M. Benoist voit dans le travail de M. Perrin la confirmation d'opinions qu'il défendait dans la séance du 17 juillet. Ainsi, l'effet propre au gaz, dans les expériences de MM. Benoist et Hurmuzescu, n'est bien qu'une fraction minime de l'effet sur la surface, puisqu'ils ont trouvé une forme de loi immédiate, expérimentale, nettement distincte de celle de M. Perrin. Si les deux effets étaient de même ordre, ils auraient dû trouver une forme mixte, complexe, où interviendraient à la fois la densité et la racine carrée de la densité. D'autre part, M. Benoist trouve aussi, dans le travail de M. Perrin, de nouveaux arguments en faveur de l'hypothèse, déjà défendue par lui, de la convection moléculaire. Mais c'est une étude qu'il se propose de faire plus complètement sous peu.

M. Jean Perrin, sans entrer dans une discussion complète des hypothèses

de M. Benoist, ne peut accepter sans réserve que la portion de la décharge qui est due au gaz soit très petite par rapport à celle qui est due au métal.

M. Guillaume rappelle combien la théorie de M. Perrin, fondée sur une série d'expériences diverses, a rendu facile l'interprétation d'un grand nombre de résultats qui étaient restés jusque-là contradictoires. M. Villari, par exemple, avait constaté un reploiement de l'action des rayons derrière un écran opaque, phénomène contraire à l'absence totale de diffraction, constante pour les rayons X.

Cependant M. Villari avait caractérisé nettement l'un des facteurs du phénomène, en désignant la cause de la décharge comme une *danse électrique atomique*. Dans quelques expériences, M. Villari avait cru constater une réflexion des rayons X sur un miroir de métal, la décharge d'un électroscope protégé étant augmentée par la présence du miroir placé de manière à réfléchir régulièrement les rayons. Mais, en y regardant de près, on voit que le miroir n'a joué d'autre rôle que de concentrer les lignes de force dans la région atteinte par les rayons.

M. Righi avait constaté aussi que la décharge se produit suivant les lignes de force. Un écran, placé entre un conducteur chargé et une plaque d'ébonite posée sur une lame chargée en sens contraire, est projeté sur l'ébonite par des rayons ayant la forme des lignes de force du champ, lorsqu'on fait passer les rayons X dans une direction quelconque à travers le système. M. Righi donne une interprétation très correcte du phénomène, mais il n'était pas arrivé aux conclusions tout à fait générales de M. Perrin.

D'ailleurs, ces conclusions peuvent ne convenir qu'à une partie du phénomène, puisque, suivant MM. Benoist et Hurmuzescu, la nature du récepteur solide des rayons joue un rôle important dans la décharge. Ce rôle peut tenir à des causes multiples. On peut, à l'exemple de MM. Benoist et Hurmuzescu, admettre que le métal renferme des gaz occlus ou condensés à la surface, que les rayons mettent en liberté et qui emportent des charges; on peut aussi invoquer les expériences de MM. Lenard et Wolf sur la pulvérisation des métaux par la lumière ultra-violette ; enfin, on peut penser que le récepteur transforme les rayons en radiations d'une autre nature, et que ces dernières possèdent dans certains cas un pouvoir ionisant plus grand que celui des rayons X eux-mêmes. L'étude quantitative du phénomène dans les gaz seuls fournit une indication dans ce sens; M. Davies a réalisé un tube permettant d'éclairer un écran à une vingtaine de mètres de l'appareil; mais les rayons qui parviennent à cette distance à travers l'air possèdent des propriétés différentes des rayons primitifs; ils sont en moyenne beaucoup plus pénétrants. On peut donc penser que l'air absorbe une certaine catégorie de rayons, qui, par conséquent, produisent seuls l'ionisation.

Quant à la transformation des rayons X, elle a été établie par de nombreuses expériences, en particulier par celle de MM. Winkelmann et Strau-

bel. C'est à cette transformation que l'on doit attribuer la prétendue réflexion des rayons X.

Le pouvoir ionisant des rayons est peut-être la cause la plus constante de leurs effets. L'action photographique s'en déduit immédiatement; dans le cas des écrans, M. Sylvanus-P. Thompson a signalé les raies du métal formant la base du sel sensible ; enfin, l'idée de l'ionisation contient une explication possible des actions physiologiques des rayons X. Les liquides de l'organisme seraient dissociés, et les acides ou les alcalis résultant de leur décomposition produiraient les désordres observés.

Il reste cependant quelques difficultés à surmonter : ainsi, la mesure des quantités d'électricité transportées par les rayons a montré que, si l'on admet les mêmes équivalents que pour l'électrolyse, le nombre des molécules dissociées est limité à moins d'un millionième du nombre total des molécules rencontrées. Il reste à expliquer ce qui distingue des autres les molécules propres à être dissociées.

A propos de ce que vient de dire M. Guillaume, M. Broca donne quelques renseignements au sujet de l'épilation par les rayons X. Les poils tombent, mais avec la peau. Les circonstances dans lesquelles se produisent les escarres sont d'ailleurs très remarquables. Il faut une certaine intensité pour que l'action puisse se produire. Quel que soit le temps de pose, si les rayons ne sont pas très puissants, rien ne se produit; mais, si une partie de la surface du corps est placée à 3 ou 4 centimètres d'un tube puissant, et pendant une demi-heure, des faits très curieux se produisent. Pendant un laps de temps qui peut varier de quelques jours à trois semaines, aucun effet n'est apparent. Puis, une escarre se forme, très longue à cicatriser. Là où la peau est remplacée par du tissu cicatriciel, les poils ont disparu. Mais les poils repoussent partout ailleurs. Ceci montre que les rayons X ne peuvent servir comme moyen pratique d'épilation. Il faut aussi noter ce fait que les rayons X produisent sur la peau leur action à longue échéance. Il semble que les cellules cutanées sont atteintes par l'énergie X dans une propriété essentielle, que leur nutrition ne peut plus se produire, et qu'elles meurent alors au bout d'un temps plus ou moins long.

M. Violle présente à la Société, au nom de M. Hémot, un ballon en verre jaugé pour 1.000 grammes d'eau. Le jaugeage ayant été fait avec les précautions convenables, de façon que le ballon contînt exactement 1.000 grammes d'eau distillée à une température donnée, 15° par exemple, M. Hémot marque sur le col une série de traits donnant les volumes apparents des 1.000 grammes aux différentes températures, depuis 4° jusqu'à 30°.

M. Hémot construit aussi, comme d'ailleurs M. Baudin, des pipettes graduées de la même façon pour les températures usuelles et portant à cet effet sur le tube inférieur une série de traits correspondant à ces températures. Sur le tube supérieur, au-dessus du repère exact, est marqué un

deuxième trait correspondant au mouillage moyen, c'est-à-dire à la quantité moyenne d'eau restant adhérente à la pipette, quand celle-ci se vide verticalement.

Ces appareils sont appelés à rendre de réels services dans les laboratoires, en permettant d'opérer couramment sur des masses d'eau bien définies.

Électrostatique non fondée sur les lois de Coulomb. Forces électriques agissant sur les diélectriques non électrisés ;

DEUXIÈME PARTIE [1]

PAR M. H. PELLAT.

III

Les principes sur lesquels je me suis appuyé pour établir ce qui précède et, en particulier, le principe de la conservation de l'énergie, permettent de montrer qu'un diélectrique non électrisé placé dans un champ électrique est soumis à des forces qui, disparaissant avec le champ, méritent encore le nom de *forces électriques*.

Pour le voir, j'établirai d'abord un théorème très simple, mais d'une application très fréquente, le *théorème sur les déformations d'un condensateur*.

Considérons un condensateur dont les armatures sont homogènes, et supposons que celles-ci soient isolées de façon à conserver leur charge M pendant une déformation infiniment lente de ce condensateur (écartement des armatures, déplacement d'un diélectrique, etc.). Le travail W des forces extérieures qui équilibrent les forces électriques est égal et de signe contraire au travail T de ces forces, puisqu'aucune variation de force vive ne résulte de cette déformation. Or, le travail W des forces extérieures fait varier d'autant l'énergie du condensateur. Comme, en vertu du principe des déformations infiniment lentes, l'énergie électrique $\left(\frac{1}{2}\frac{M^2}{C}\right)$ seule peut varier, on a, puisque M est constant :

$$W = \frac{M^2}{2}\left(\frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_1}\right), \tag{1}$$

[1] Voir 1re Partie, p. 89 (Séance du 6 mars 1896).

en représentant par C_1 et C_2 la capacité du condensateur au début et à la fin de la transformation. D'où :

$$(2) \qquad T = -W = \frac{M^2}{2}\left(\frac{1}{C_1} - \frac{1}{C_2}\right).$$

Si la transformation est infiniment petite, cette relation devient :

$$(3) \qquad dT = \frac{1}{2}\frac{M^2}{C^2}\,dC = \frac{1}{2}\,V^2 dC,$$

en désignant par V la différence de potentiel des armatures.

Il est évident que pour une même déformation infiniment petite du condensateur, le travail dT des forces électriques et la variation dC de la capacité restent les mêmes, que les armatures soient isolées ou non ; cette dernière relation est donc applicable dans tous les cas. C'est elle qui constitue ce que j'appelle le *théorème de la déformation des condensateurs.*

On voit par la relation (3) que l'effet des forces électriques tend à augmenter la capacité du condensateur.

On déduit immédiatement de cette relation les deux corollaires suivants :

1° Si la déformation consiste uniquement dans un déplacement de translation da d'une des parties du condensateur, en appelant F la projection sur la direction du déplacement de la force électrique à laquelle cette partie est soumise, on a $dT = F da$; d'où :

$$(4) \qquad F = \frac{1}{2}\,V^2\,\frac{dC}{da};$$

2° Si la déformation consiste uniquement en une rotation $d\omega$ autour d'un certain axe d'une des parties du condensateur, en appelant c le moment, par rapport à cet axe, des forces électriques agissant sur cette partie, on a $dT = c d\omega$; d'où :

$$(5) \qquad c = \frac{1}{2}\,V^2\,\frac{dC}{d\omega}.$$

Je n'insiste pas sur l'application de ces relations à la théorie des électromètres, mais je vais en faire application aux actions exercées par un champ électrique sur un diélectrique.

Considérons un condensateur formé par deux armatures planes et

parallèles PP′, QQ′ (*fig.* 1) rectangulaires, ayant des dimensions linéaires qu'on peut considérer comme infinies vis-à-vis de leur dis-

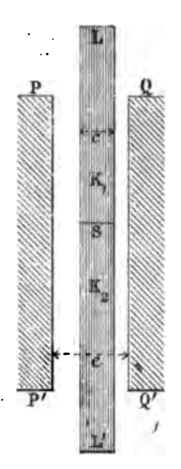


Fig. 1.

tance e. Entre les deux armatures, se trouve une lame diélectrique LL′, d'épaisseur c, ayant ses faces parallèles aux armatures. Cette lame LL′ est formée de deux parties homogènes possédant des pouvoirs inducteurs spécifiques K_1 et K_2, ces parties étant séparées par un plan S perpendiculaire aux faces des armatures. Pour fixer les idées, je supposerai ces faces des armatures verticales, les bords de longueur b étant horizontaux, et le plan de séparation des deux diélectriques horizontal, les pouvoirs inducteurs spécifiques K_1 et K_2 se rapportant respectivement à la partie supérieure et à la partie inférieure de la lame. Ce plan de séparation est placé entre les armatures loin des bords inférieurs ou supérieurs de celles-ci. Je supposerai aussi que la lame LL′ déborde assez largement les armatures en haut et en bas pour que ses deux bases soient en dehors du champ produit par le condensateur chargé. Enfin, entre les lames et les armatures, il existe un autre diélectrique de pouvoir inducteur spécifique K′, qui baigne les deux faces de la lame et les deux armatures.

Faisons application de la relation (4) à ce condensateur en supposant qu'on soulève la lame d'une quantité infiniment petite da, et, pour cela, calculons dC. Entre les armatures, loin des bords et loin de la surface de séparation S des diélectriques, les lignes de force sont des droites normales aux armatures : en suivant l'une d'elles

on a :

$$\text{(6)} \qquad \varphi' K' = \varphi K, \qquad \varphi'(e - c) + \varphi c = V, \qquad \frac{4\pi\mu'}{K'} = \varphi',$$

en désignant par φ' et φ les intensités du champ dans le diélectrique qui baigne les armatures et dans la lame LL′ de pouvoir inducteur spécifique K, et par μ la densité sur les armatures (μ' est égal à μ'_1 ou à μ'_2, suivant que K est égal à K_1 ou à K_2, c'est-à-dire suivant que la ligne de force suivie est au-dessus ou au-dessous de S). On tire de là :

$$\text{(7)} \qquad \mu' = \frac{KK'V}{4\pi\left[(e - c)K + cK'\right]}.$$

En soulevant la lame LL′ de da, et en maintenant constant le potentiel des armatures, on fait varier la charge de

$$\text{(8)} \qquad V dC = (\mu'_2 - \mu'_1)\, b\, da,$$

en supposant toutefois la largeur b de dimension infinie vis-à-vis des autres dimensions linéaires du condensateur, puisque près des bords verticaux des armatures les densités μ'_2 et μ'_1 n'ont plus la valeur constante qu'elles ont loin de ces bords. En remplaçant μ'_2 et μ'_1 par leurs valeurs tirées de la relation (7), on a :

$$\text{(9)} \qquad \frac{dC}{da} = \frac{bK'}{4\pi}\left[\frac{K_2}{(e - c)K_2 + cK'} - \frac{K_1}{(e - c)K_1 + cK'}\right].$$

Il en résulte que la composante verticale de la force électrique qui agit sur la lame diélectrique, d'après la relation (4), est donnée par:

$$\text{(10)} \qquad F = \frac{1}{2} V^2 \frac{dC}{da} = \frac{bV^2K'}{8\pi}\left[\frac{K_2}{(e - c)K_2 + cK'} - \frac{K_1}{(e - c)K_1 + cK'}\right].$$

Cette relation montre qu'un diélectrique non électrisé, placé dans un champ électrique, peut être soumis à des forces et donne la valeur de la composante verticale de l'ensemble de ces forces dans le cas particulier considéré.

La relation (10) est susceptible de nombreuses vérifications expérimentales. J'en ai fait plusieurs que je vais exposer maintenant.

Après quelques expériences d'essai, faites sur des diélectriques liquides, destinées à m'assurer que le sens du phénomène, ainsi que l'ordre de grandeur, était bien d'accord avec la relation (10), j'ai

entrepris une série de recherches plus soignées sur les diélectriques solides et sur les diélectriques liquides.

IV

Expériences sur les diélectriques solides.

Comme substance diélectrique, j'ai donné la préférence à l'ébonite de belle qualité, à cause de la facilité qu'offre cette substance d'être

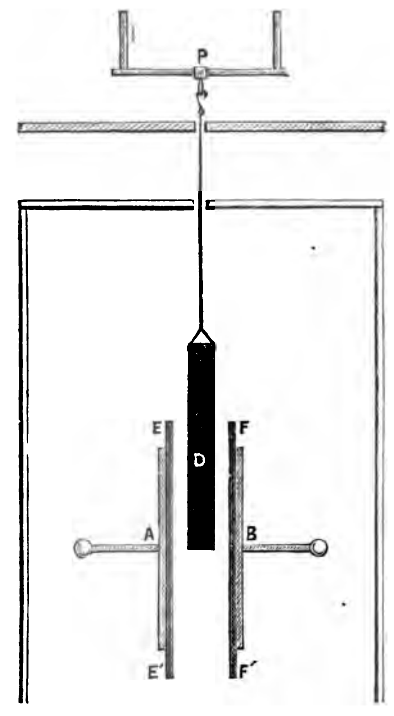


Fig. 2.

taillée sous une forme géométrique bien déterminée. En outre, après la paraffine et le soufre, c'est peut-être le meilleur des diélectriques.

Dans un but que nous verrons plus loin, deux lames d'ébonite, identiques entre elles, ayant environ 12 centimètres de hauteur, 10 centimètres de largeur et 2 centimètres d'épaisseur, ont été taillées dans le même bloc. Entre les deux, on a détaché dans ce

bloc une lame plus petite, qui a servi à déterminer le pouvoir inducteur spécifique de cette ébonite au moyen de l'appareil déjà décrit dans ce recueil [1].

Pour faire l'expérience, la lame D (*fig.* 2) était suspendue par deux fils de soie, sous le plateau P d'une balance, entre les armatures planes et parallèles A et B d'un condensateur, qui débordaient largement la lame dans le sens horizontal. Celle-ci s'arrêtait à mi-hauteur environ des armatures, et sa partie supérieure s'élevait assez haut au-dessus de celles-ci pour pouvoir être considérée comme n'étant plus dans le champ électrique produit par la charge du condensateur. Pour éviter l'électrisation de la lame par aigrettes, les armatures étaient recouvertes chacune d'une feuille d'ébonite EE′, FF′ peu épaisse, mais les débordant largement; j'ai tenu compte dans la formule de leur effet comme diélectrique, ainsi que nous le verrons plus loin. Enfin, des écrans électriques empêchaient le champ de s'étendre jusqu'au plateau de la balance, et une cage, percée des trous nécessaires pour laisser passer les deux fils, protégeait la lame contre les courants d'air.

Je réglais avec soin la verticalité des bords latéraux de la lame, ainsi que le parallélisme de ses faces et de celles des armatures; puis, je faisais la tare.

Les deux armatures du condensateur communiquaient respectivement avec les deux cylindres d'un électromètre de MM. Bichat et Blondlot, avec les deux pôles d'une bobine d'induction et, enfin, avec les armatures d'un condensateur formé par deux bouteilles de Leyde en cascade. La communication se faisait par l'intermédiaire d'un commutateur de grande dimension, dont les pièces étaient soigneusement isolées à la paraffine. Ce commutateur se manœuvrait de loin à l'aide d'un fil de soie ; il permettait de faire communiquer entre elles les deux armatures du condensateur pour avoir un champ nul, ou de les faire communiquer avec les appareils qui servaient à produire et à mesurer la différence de potentiel. Celle-ci était obtenue en faisant passer dans le gros fil de la bobine le courant d'un alternateur de 130 périodes environ, le trembleur étant supprimé. On produisait ainsi un champ alternatif entre les armatures, et le carré moyen de la différence de potentiel $\left(\frac{1}{T}\int_0 V^2 dt\right)$ était mesuré

[1] *Séances de la Société*, année 1895, p. 142.

par l'électromètre ; c'est aussi cette grandeur qui intervenait directement dans la formule, puisque les phénomènes dont il s'agit dépendent de la valeur moyenne du carré du champ $\left(\frac{1}{T}\int_0^T \varphi^2 dt\right)$. Le calcul montre aisément qu'en opérant ainsi avec des champs alternatifs, une faible électrisation de la lame d'ébonite est sans influence sur le résultat. Du reste, j'avais soin de m'assurer, au début et à la fin des expériences, que la lame n'avait aucune charge sensible.

La balance étant en équilibre, dès qu'on faisait jouer le commutateur pour établir le champ électrique, on voyait la lame s'enfoncer entre les armatures conformément à la théorie, puisque la force électrique qui agit sur la lame tend à produire un déplacement de celle-ci dans le sens qui augmente la capacité (relation 3).

En mettant des poids convenables dans le plateau de la balance opposé à la lame, on ramenait celle-ci à l'équilibre ; on obtenait ainsi la valeur de la composante verticale de la force électrique pour une valeur du carré moyen de la différence de potentiel donné au même moment par la lecture sur l'échelle de l'électromètre.

La formule qui se rapporte à ces expériences se déduit immédiatement de la formule générale (10), en y faisant $K' = K_2 = 1$, $K_1 = K$, puisqu'ici l'air joue le rôle du diélectrique dont les pouvoirs inducteurs spécifiques ont été représentés par K' et K_2. Il y a pourtant une petite correction à faire subir à la distance e des armatures à cause de la présence des feuilles d'ébonite EE', FF', dont je désignerai par ε la somme des épaisseurs. Soit en reprenant le raisonnement qui a servi à établir la relation (10), soit, plus simplement, en remarquant que cette épaisseur d'ébonite équivaut dans le condensateur à une épaisseur d'air égale à $\frac{\varepsilon}{K_3}$, si l'on appelle K_3 le pouvoir inducteur spécifique de ces lames, on obtient la correction. En désignant alors par F la valeur moyenne de la force pendant la période T du champ et par E^2 le carré moyen de la différence de potentiel $\frac{1}{T}\int_0^T V^2 dt$, l'intégration par rapport au temps de la relation (10) ainsi modifiée donne pour la valeur absolue de la force :

$$(11) \qquad F = \frac{bc\,(K-1)\,E^2}{8\pi K\left[e - \varepsilon\left(1 - \frac{1}{K_3}\right) - c\left(1 - \frac{1}{K}\right)\right]\left[e - \varepsilon\left(1 - \frac{1}{K_3}\right)\right]}.$$

La formule (11) suppose que la densité électrique des armatures est la même sur la portion qui est en face des bords verticaux de la lame d'ébonite que sur la portion qui se trouve vis-à-vis du milieu de cette lame, comme cela aurait lieu si la lame était prolongée en avant et en arrière par des lames de garde fixes, de même nature, de même épaisseur et s'arrêtant au même niveau. Mais la réalisation pratique de ces lames de garde aurait entraîné beaucoup de difficultés, et elles n'auraient même pu que corriger imparfaitement les effets des bords.

J'ai préféré éliminer ces effets par le procédé fort simple qui consiste à faire l'expérience successivement avec deux lames identiques quant à la nature et à l'épaisseur, mais de largeur différente. Lorsque dans ces deux expériences consécutives la valeur de E^2 n'était pas exactement la même, comme la force totale mesurée, comprenant l'action des bords, est proportionnelle à E^2 (1), un simple calcul de proportion donnait la valeur qu'on aurait trouvée pour la force, si E^2 n'avait pas varié. Supposons donc qu'il en soit ainsi, et désignons par F'_1 et F'_2 les valeurs données par la balance pour la composante verticale de la force électrique, correspondant aux lames de largeur b_1 et b_2; en désignant par A le coefficient de b dans la relation (11) et par φ une force additive due à l'effet du bord, la même évidemment pour les deux lames, on a :

$$F'_1 = A\,b_1 + \varphi,$$
$$F'_2 = A\,b_2 + \varphi,$$

d'où, par soustraction,

$$(12)\quad F'_1 - F'_2 = A(b_1 - b_2) = \frac{(b_1 - b_2)\,c\,(K-1)\,E^2}{8\pi K\left[e - \varepsilon\left(1-\frac{1}{K_3}\right) - c\left(1-\frac{1}{K}\right)\right]\left[e - \varepsilon\left(1-\frac{1}{K_3}\right)\right]};$$

ou, enfin, en représentant par $P'_1 g$ et $P'_2 g$ les forces F'_1 et F'_1, g étant l'intensité de la pesanteur, et en posant :

$$(13)\qquad p = \frac{P'_1 - P'_2}{b_1 - b_2},$$

il vient :

$$(14)\quad p = \frac{c\,(K-1)\,E^2}{8\pi K g\left[e - \varepsilon\left(1-\frac{1}{K_3}\right) - c\left(1-\frac{1}{K_3}\right)\right]\left[e - \varepsilon\left(1-\frac{1}{K_3}\right)\right]}.$$

(1) J'ai vérifié plusieurs fois cette proportionnalité dans les expériences préliminaires.

C'est cette relation (14) qui a été vérifiée par l'expérience : j'ai mesuré séparément toutes les quantités qui figurent dans le second membre, et j'ai comparé la valeur de p calculée par cette relation avec la valeur trouvée pour p d'après la relation (13) et la détermination des largeurs b_1 et b_2, ainsi que des masses P'_1 et P'_2, placées dans la balance pour contrebalancer la force électrique.

Après avoir vérifié que les deux lames d'ébonite de même dimension, taillées dans le même bloc, dont j'ai parlé plus haut, donnaient bien le même résultat dans l'expérience que je viens de décrire, ce qui indiquait que l'ébonite formant le bloc était suffisamment homogène, une des lames a été divisée en deux par un trait de scie dans le sens de sa hauteur. De cette façon, je possédais trois lames, ayant pour largeur $10^c,02$, $6^c,00$ et $3^c,94$, mais identiques sous les autres rapports, qui permettaient plusieurs combinaisons deux à deux.

Toutes les longueurs ont été mesurées au moyen d'un bon pied à coulisse, étudié à $\frac{1}{10}$ de millimètre près. La balance employée était une robuste balance de Deleuil, donnée pour peser 3 kilogrammes à 5 milligrammes près ; mais, en réalité, la balance était très bonne, et, la charge n'étant pas très forte, la pesée se faisait à $\frac{1}{2}$ milligramme près.

Voici maintenant les données numériques du second membre de la relation (14) :

$$c = 2^c,03, \qquad \varepsilon = 0^c,95, \qquad K_3 = K = 2,98, \qquad g = 981,$$

$E^2 = 1112,4$ C.G.S. (correspondant à $0^{gr},3$ placé dans le plateau de l'électromètre).

Quant à la distance e des armatures, elle a varié dans les trois séries d'expériences, et a été respectivement $4^c,13$, $3^c,48$ et $3^c,51$.

Voici les résultats :

Distance des armatures (e)	Largeur des lames (b)	Masse mesurant E^2 à l'électromètre	Masse mesurant l'action sur la lame	Valeur de cette masse pour E^2 mesuré par $0^g,3$	p observé	p calculé	Différences relatives
cm 4,13	cm 10,01	0^g,2995	0^g,0839	0^g,0840			
	6,00	0 ,381	0 ,067	0 ,0528	0^g,0078	0^g,0081	$-\frac{1}{27}$
	3,94	0 ,3155	0 ,038	0 ,0361	0 ,0079	0 ,0081	$-\frac{1}{40}$
3,48	10,02	0 ,3065	0 ,1502	0 ,1470	0 ,0142	0 ,0143	$-\frac{1}{140}$
	3,94	0 ,4500	0 ,0912	0 ,0608			
3,51	10,02	1° 0 ,5229	0 ,2562	0 ,1470	0 ,0142	0 ,0138	$+\frac{1}{35}$
		2° 0 ,5096	0 ,250	0 ,1472			
	6,00	1° 0 ,5188	0 ,156	0 ,0902			
		2° 0 ,5185	0 ,155	0 ,0897			
		3° 0 ,511	0 ,154	0 ,0904			

Les différences entre les nombres observés et les nombres calculés rentrent tout à fait dans les erreurs des mesures, car il suffit de changer de $\frac{1}{10}$ de millimètre la valeur de la distance des armatures, dans la troisième série, pour avoir un écart nul, au lieu d'un écart de $\frac{1}{35}$

V

Expériences sur les diélectriques liquides.

Les expériences sur les liquides sont plus difficiles que les expériences sur les solides ; la force électrique ne pouvant plus être directement pesée, on en est réduit à mesurer des dénivellations produites sur le diélectrique liquide par l'action du champ. Or, le calcul assigne à ces dénivellations des valeurs très faibles. Après d'assez longs essais, je me suis arrêté à la disposition expérimentale suivante.

Une boîte rectangulaire en ébonite B (*fig.* 3), ayant intérieurement environ 15 centimètres de hauteur, 9 centimètres de longueur horizontale et 2 centimètres de largeur horizontale, communique par

un tube de verre deux fois recourbé T avec vase cylindrique D ayant environ 5cm,9 de diamètre. Cette boîte B est contenue à l'intérieur d'une autre boîte en ébonite A rectangulaire, ayant inté-

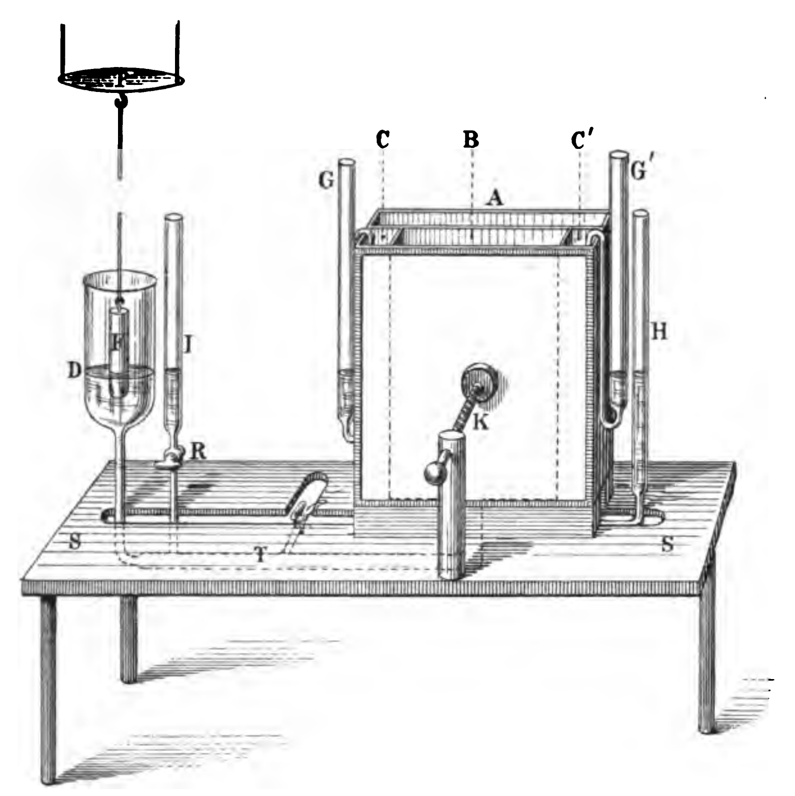


Fig. 3.

rieurement environ 16 centimètres de hauteur, 15 centimètres de longueur horizontale et 5cm,6 de largeur horizontale, de façon que les larges faces des deux boîtes soient parallèles. Sur les faces extérieures de la grande boîte A sont collées deux feuilles de papier d'étain sur lesquelles s'appliquent, pressées légèrement par des ressorts, deux tiges de laiton K, pour établir les communications électriques ; ce sont les deux armatures du condensateur.

Le système de vases communiquants BD était rempli à mi-hauteur environ de la boîte B par une huile de pétrole non volatile, ayant à 15°,7 pour densité, 0,864 par rapport à l'eau à 4°.

Comme dans le cas des diélectriques solides, les formules théoriques à vérifier supposent que le condensateur, et par conséquent le liquide qu'il renferme, a une longueur horizontale infinie par rapport aux autres dimensions. L'artifice employé dans le cas des corps solides, pour résoudre cette difficulté, n'était pas d'une application commode ici, et j'ai préféré employer des lames de garde, destinées à assurer l'homogénéité du champ dans toute la longueur horizontale du liquide de la boîte B. Celles-ci ont été constituées par deux boîtes d'ébonite C et C′, de section presque carrée, de largeur égale à la largeur de la boîte B, placées à droite et à gauche de celle-ci de façon à la prolonger parallèlement aux armatures. La même huile de pétrole était versée dans ces boîtes C et C′ au même niveau que dans la boîte du milieu. Pour voir les niveaux du liquide, trois tubes en verre I, G et G′ communiquent respectivement avec les trois boîtes ; ils ont 1c,8 de diamètre (environ). La quantité de pétrole était alors réglée de façon à s'élever à un même niveau dans ces trois tubes, ce dont on s'assurait au moyen d'une lunette mobile dans un plan horizontal, placé à plusieurs mètres de l'appareil. Avant de faire l'expérience électrique, on fermait le robinet R du tube I.

Ces lames de garde ne seraient parfaites que si la cloison d'ébonite formée par la double épaisseur des parois de la boîte principale et de l'une des boîtes latérales était infiniment mince. Il n'en était pas ainsi ; pourtant, ce défaut ne paraît pas avoir eu une influence bien sensible sur le résultat de mes expériences.

Si l'on produit entre les armatures un champ électrique, la capacité du condensateur tendant à augmenter (relation 3), le liquide doit un peu s'élever dans la boîte centrale B, un peu baisser, par conséquent, dans le vase communiquant D jusqu'à ce que la pression hydrostatique, qui résulte de cette dénivellation, compense l'action électrique.

C'est précisément l'abaissement du liquide dans le vase D qui était mesuré et dont on déduisait la dénivellation. A cet effet, un flotteur F, formé d'un cylindre de laiton [1] baignant dans le liquide, était suspendu sous le plateau P d'une excellente balance, système

---

[1] Ce cylindre avait 3cm,6 environ de diamètre dans les premières expériences. Craignant que l'intervalle entre les bords du cylindre et les bords du vase, 1cm,1 environ, fût trop faible et que des actions capillaires vinssent fausser les indications, j'ai employé ensuite un cylindre n'ayant que 1cm,47 de diamètre; les résultats n'ont pas sensiblement varié.

Curie, dont les amortisseurs, inutiles pour cette opération, avaient été enlevés. Le fléau portait à son extrémité une graduation en dixièmes de millimètre. Un microscope, plus puissant que le microscope ordinaire de la balance, lui avait été substitué ; ce microscope, pourvu d'une graduation oculaire, permettait de viser et de repérer les traits de la graduation portée par le fléau ; deux ou trois de ces traits étant visibles simultanément dans le champ de l'instrument, on avait immédiatement la tare du micromètre oculaire. Du déplacement du micromètre objectif ainsi mesuré, on déduisait, par un calcul facile, que j'indiquerai plus loin, l'abaissement du flotteur et la dénivellation entre les vases B et D.

Avec ce dispositif, on peut faire l'expérience dans trois conditions différentes qui se prêtent au calcul : 1° on peut laisser plein d'air l'espace compris entre la grande boîte A et les boîtes intérieures C, B et C'; 2° remplir complètement cet espace avec le même pétrole que celui placé dans les boîtes intérieures ; 3° remplir cet espace de pétrole seulement jusqu'au niveau du liquide placé dans les boîtes C, B et C'. Un tube de verre H communiquant avec A permettait de viser ce niveau.

Déduisons maintenant de la théorie les formules qui conviennent à chacun de ces trois cas. Il est évident que la dénivellation a que va produire le champ électrique entre le niveau du liquide dans la boîte intérieure B et le niveau du liquide dans le vase communiquant D est indépendante de la section de ce dernier vase, pourvu qu'elle soit assez grande pour que les actions capillaires y soient négligeables ; afin de simplifier le raisonnement, nous pouvons donc supposer que la section de ce vase est infinie vis-à-vis de celle de la boîte intérieure. Dans ces conditions, l'équilibre existant sous l'influence combinée du champ électrique et des actions hydrostatiques, si nous produisions une surélévation infiniment petite da du niveau du liquide dans la boîte intérieure, le travail infiniment petit des forces électriques agissant sur le liquide serait (relation 3), $\frac{1}{2} V^2 dC$, et le travail de la pesanteur serait négatif et aurait pour valeur — $Dgsa\, da$, en représentant par D la masse spécifique du liquide et par s la surface libre du liquide qui s'élève, puisque tout reviendrait à l'élévation du poids de liquide $Dgs\, da$ à la hauteur a. La somme des travaux de toutes les forces agissant dans ce déplacement infiniment petit doit être

nulle, puisque les forces se font équilibre; on a donc :

$$(15) \qquad \frac{1}{2} V^2 dC - Dgsa\, da = 0, \qquad \text{d'où:} \quad Dgsa = \frac{1}{2} V^2 \frac{dC}{da}.$$

On aurait pu, du reste, écrire immédiatement cette égalité, en faisant application de la relation (4), puisque, dans le cas actuel, la force qui fait équilibre à l'action électrique $\frac{1}{2} V^2 \frac{dC}{da}$ est le poids $Dgsa$ de la couche de liquide qui, dans la boîte B, dépasse le niveau du vase extérieur D.

La quantité dC se calcule comme nous l'avons indiqué plus haut. Nous supposerons, comme ci-dessus, que la boîte et les armatures ont une longueur horizontale l infinie vis-à-vis de la distance des armatures; dC et s sont alors proportionnels à l, qui s'élimine. On doit faire, dans le 1[er] et le 2[e] cas, s égal à lc, en désignant par c l'épaisseur du liquide contenu dans la boîte intérieure; mais, dans le 3[e] cas, on doit faire $s = l(e - \varepsilon)$, en désignant par e la distance des armatures et par ε la somme des épaisseurs des quatre lames d'ébonite que l'on rencontre en allant d'une armature à l'autre, puisque, dans ce cas, le liquide a une épaisseur égale à $e - \varepsilon$. La relation (15) donne alors pour a les trois expressions suivantes [1] :

$$1^{\text{er}} \text{ cas :} \quad a = \frac{(K-1)E^2}{8\pi Dg \left[Ke - c(K-1) - \varepsilon\left(K - \frac{K}{K'}\right)\right]\left[e - \varepsilon\left(1 - \frac{1}{K'}\right)\right]};$$

$$2^{\text{e}} \text{ cas :} \quad a = \frac{K(K-1)E^2}{8\pi Dg \left[e - \varepsilon\left(1 - \frac{K}{K'}\right)\right]\left[e - \varepsilon\left(1 - \frac{K}{K'}\right) + c(K-1)\right]};$$

$$3^{\text{e}} \text{ cas :} \quad a = \frac{(K-1)E^2}{8\pi Dg \left[e - \varepsilon\left(1 - \frac{K}{K'}\right)\right]\left[e - \varepsilon\left(1 - \frac{1}{K'}\right)\right]}$$

(1) Ces expressions peuvent aussi, par des considérations très simples, se déduire de la relation générale (10).

avec les valeurs numériques suivantes :

Pouvoir inducteur spécifique du liquide. . . .	$K = 2{,}36$ [1]
— — de l'ébonite . . .	$K' = 3$
Masse spécifique du liquide.	$D = 0{,}86$
Intensité de la pesanteur	$g = 981$
Distance des armatures	$e = 5^{cm},43$
Somme des épaisseurs d'ébonite.	$\varepsilon = 1^{cm},51$
Epaisseur du liquide dans la boîte intérieure .	$c = 2^{cm},13$

Le carré moyen de la différence de potentiel $E^2 = \frac{1}{T}\int_0^T V^2 dT$ était obtenu et mesuré comme dans les expériences relatives aux corps solides $\left(T = \frac{1}{130} \text{ de seconde environ}\right)$.

D'autre part, désignons par y la hauteur dont s'élève le liquide dans la boîte intérieure B, et par x la quantité dont il s'abaisse dans le vase D communiquant avec elle ; en désignant par S la section de ce vase et par bc la section de la boîte B, on a : $x + y = a$, et : $xS = ybc$, d'où :

$$a = x\left(1 + \frac{S}{bc}\right).$$

Dans la dernière expérience que j'ai faite, le centre de gravité du fléau de la balance avait été amené exactement sur l'axe de rotation ; dans ces conditions la quantité x est égale au déplacement du flotteur F, égale par conséquent aussi au déplacement de l'arête du couteau correspondant de la balance; en désignant par l et L les distances de cette arête et du micromètre objectif à l'axe de rotation du fléau, et par α le déplacement de ce micromètre mesuré par le microscope, on a

$$x = \alpha \frac{l}{L}$$

d'où :

$$a = \alpha \frac{l}{L}\left(1 + \frac{S}{bc}\right) \tag{17}$$

avec :

$l = 13^{cm},04$
$L = 18^{cm},07$
$S = 27^{cq},19$
$bc = 9^{cm},075 \times 2^{cm},125 = 19^{cq},28.$

---

(1) Le pouvoir inducteur spécifique K du pétrole a été mesuré avec l'appareil déjà décrit (Séances de la Société, année 1895 ; p. 142), avec la même fréquence du champ alternatif que dans les expériences rapportées ci-dessus.

Une première mesure a donné : $K = 2{,}372$; le pétrole a été laissé huit jours dans la cuve de l'appareil. Après ce temps la mesure a donné : $K = 2{,}357$, nombre bien voisin du précédent. Le carré de l'indice de réfraction de ce liquide est 2,16. On voit que, comme cela a presque toujours lieu, la relation de Maxwell : $K = n^2$, n'est que grossièrement satisfaite.

Mais, dans toutes les autres expériences, la balance avait sa sensibilité ordinaire. La relation qui donne alors *a* est plus compliquée que la relation (17) : elle comprend un terme additif au second membre, où figurent la sensibilité de la balance, la masse spécifique du liquide, les sections droites du flotteur F et des vases D et B. Il me paraît inutile de développer ce calcul très élémentaire, mais un peu long, et de détailler les mesures très simples que nécessite la formule ainsi modifiée. C'est la valeur de *a* tirée de cette formule ou de la formule (17), qui, dans le tableau suivant, est désignée sous le nom de *dénivellation observée*, par opposition à la valeur de *a* donnée par la relation (16), désignée sous le nom de *dénivellation calculée.*

	Carré moyen de la différence de potentiel E^2 en unités électrostatiques C. G. S.	Dénivellation *a* Calculée cm	Dénivellation *a* Observée cm	Différence en microns
1er cas	1813	0,0035	0,0037	+ 2µ
	1827	0,0035	0,0036	+ 1
	1758	0,0034	0,0040	+ 6
2e cas	1778	0,0066	0,0058	— 8
	1726	0,0064	0,0055	— 9
	1550	0,0057	0,0056	— 1
	1726	0,0064	0,0066	+ 2
3e cas	1829	0,0052	0,0051	— 1
	1740	0,0049	0,0046	— 3
	1430	0,0041	0,0045	+ 4
	1442	0,0041	0,0046	+ 5
	1900	0,0054	0,0061	+ 7

On voit que la différence entre les dénivellations calculées et observées ne s'élève qu'à quelques microns et ne présentent rien de systématique. L'exactitude des formules théoriques est donc démontrée expérimentalement dans le cas des liquides, comme dans celui des solides.

Ainsi l'action d'un champ électrique sur un diélectrique qui n'est pas électrisé est non seulement bien réelle [1], mais, en outre, est

---

[1] Les seules expériences qui, à ma connaissance, ont été faites avant les miennes concernant l'action d'un champ électrique sur un diélectrique non électrisé sont : 1° celles dans lesquelles M. Boltzmann a mesuré l'attraction qu'exerce une sphère électrisée sur une sphère diélectrique non électrisée ; 2° celles dans lesquelles M. Quincke a mesuré la variation de pression d'une bulle d'air écrasée entre les plateaux d'un condensateur noyé dans un diélectrique liquide. Les expériences de M. Boltzmann se prêtent difficilement au calcul ; celles de M. Quincke peuvent donner lieu à une objection à cause des forces capillaires relativement considérables qui s'exercent à la surface de séparation de la bulle d'air et du diélectrique liquide. C'est pour éviter l'influence possible, mais inconnue, du

représentée exactement par les relations déduites des principes de la conservation de l'énergie et des autres principes qui ont servi de base à la nouvelle manière d'établir l'électrostatique que j'ai présentée ici.

SÉANCE DU 18 DÉCEMBRE 1896.

PRÉSIDENCE DE M. BOUTY.

La Séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la Séance du 4 décembre est lu et adopté.

Est élu membre de la Société :

Le R. P. MAURICE COLLANGETTES, professeur à l'Université Saint-Joseph à Beyrouth (Turquie).

M. LE SECRÉTAIRE GÉNÉRAL fait connaître à la Société quelques décisions qui ont été prises par le Conseil de la Société dans sa réunion du 10 décembre dernier :

Pour éviter des retards dans l'impression et, par conséquent, dans l'envoi des ordres du jour des séances, l'auteur d'une communication annoncée sera invité à remettre au Bureau, au début de la séance même où il doit prendre la parole, le résumé de cette communication, qui doit paraître dans le prochain ordre du jour. Si l'auteur ne remet pas ce résumé avant de prendre la parole, le Secrétaire ou le Vice-Secrétaire, présent à la séance, sera chargé de faire un compte rendu sommaire de la communication. Comme précédemment le Secrétaire est chargé de faire un compte rendu des communications improvisées ou des discussions auxquelles donne lieu une communication.

2° Les exemplaires de nos *Bulletins* qui restent disponibles étant en nombre bien différent suivant les années, les personnes qui désireraient acheter la collection complète de *Bulletins* annuels ou une fraction considérable de cette collection auront les exemplaires aux prix suivants :

S'il reste plus de 20 exemplaires de l'année.....	5 fr.
S'il reste de 10 à 20 exemplaires................	10 fr.
S'il reste de 6 à 9 exemplaires..................	20 fr.

Au-dessous de 6 exemplaires, le volume ne sera plus vendu, pour que la Société conserve au moins 5 collections complètes, outre celle qui est actuellement reliée.

3° Dorénavant les mémoires seront rassemblés en tête du *Bulletin* annuel, et la reproduction de tous les ordres du jour sera mise à la suite, la liste

---

champ électrique sur les phénomènes capillaires que j'ai toujours employé, dans mes expériences, de larges surfaces de séparation entre l'air et le liquide diélectrique.

des membres et la table des matières termineront le volume comme précédemment.

Le Secrétaire général porte ensuite à la connaissance de la Société que, sur sa demande, quelques améliorations vont être apportées par la Société d'Encouragement à la salle habituelle des séances : 1° éclairage électrique de cette salle ; 2° tuyau acoustique allant à la salle des machines ; 3° table placée devant le conférencier pouvant être agrandie au besoin ; 4° transformation de la pièce à côté de la salle des séances en un petit laboratoire.

Il informe aussi la Société que, suivant le vœu de la plupart des membres, la séance dite de Pâques aura lieu, en 1897 et dans les années suivantes, le Vendredi et le Samedi de la Semaine de Pâques, au lieu du Mardi et du Mercredi.

Double réfraction accidentelle du quartz par compression. — M. Dongier rappelle les recherches de Savart qui, au point de vue de l'élasticité mécanique différentient deux directions situées dans le plan des axes binaires d'un cristal de quartz et faisant avec eux des angles différents; après avoir énoncé que la surface d'onde, qui est de révolution autour de l'axe ternaire, n'établit aucune différence entre ces deux directions, il se demande si une même compression effectuée suivant l'une ou l'autre de ces directions altère de la même façon ou d'une manière différente la surface d'onde. La méthode d'observation résulte des formules de M. Gouy sur la superposition du pouvoir rotatoire et de la biréfringence; l'ellipse émergente, correspondant à une vibration rectiligne incidente, peut être rapportée à deux directions diamétrales, l'une symétrique de la vibration incidente, par rapport à la direction principale de la biréfringence, l'autre faisant dans le sens du pouvoir rotatoire un angle défini en fonction de la biréfringence du pouvoir rotatoire et de l'épaisseur traversée. Il indique une méthode de mesure qui lui a permis de vérifier la proportionnalité de la biréfringence avec la pression, résultat déjà démontré par M. Beaulard, puis signale le cas particulier où $\pi \frac{n_d - n_g}{\lambda} e$ est égal à $n\pi$ (n_d et n_g étant les indices des vibrations privilégiées droites et gauches), qui lui donne une sensibilité très grande par l'emploi de l'analyseur à pénombre. Dans ce cas en effet la vibration émergente est rectiligne et parallèle à la direction de la vibration incidente ; l'analyseur à pénombre fonctionne dans les conditions de sensibilité maximum et permet la détermination des pressions P et P' qui, s'exerçant suivant deux directions indépendantes du plan des axes binaires, donnent à $\pi \frac{n_d - n_g}{\lambda} e$ la même valeur $n\pi$. Ces valeurs P et P' diffèrent avec l'azimuth de la compression. Donc : « Une même compression, dirigée suivant des directions indépendantes par rapport aux axes binaires et normales à l'axe ternaire, altère d'une manière différente la biréfringence observée pour une propagation parallèle à l'axe ternaire. »

Les appareils employés par M. Dongier ont été construits par M. Jobin.

A signaler, en particulier, un compresseur hydraulique, qui a figuré à la dernière Exposition de la Société et qui permet d'exercer, sur les deux faces opposées d'un prisme de quartz, des pressions uniformes, faciles à mesurer et pouvant monter jusqu'à 200 atmosphères.

Horizon gyroscopique de l'amiral Fleuriais. — M. CASPARI présente à la Société l'horizon gyroscopique de l'amiral Fleuriais; son objet est de fournir au marin un plan horizontal, visible dans la lunette du sextant, pour mesurer la hauteur d'un astre au-dessus de l'horizon, quand l'horizon de la mer cesse d'être observable ou se trouve faussé par des phénomènes de mirage.

Son principe est celui de la toupie. L'effet de la pesanteur sur l'axe d'une toupie est, on le sait, de lui faire décrire, autour de la verticale et d'un mouvement uniforme, un cône de révolution (mouvement de précession). Si donc la toupie est lancée de façon que son axe ait une inclinaison i très faible (inférieure à 3°), une droite déterminée de son équateur fera avec l'horizon un angle qui variera périodiquement entre $+ i$ et $- i$. La position moyenne de cette droite définit une horizontale. Il ne s'agit plus que de la rendre visible dans la lunette du sextant.

Pour cela, l'équateur de la toupie a été muni d'un collimateur spécial. Si l'on braque la lunette sur la toupie, les choses se passent ainsi : Chaque fois que l'axe optique du collimateur pénètre dans la lunette, il donne une image qui décrit très vite, dans le champ, une droite sensiblement horizontale. La toupie faisant 120 tours par seconde, la persistance des impressions lumineuses fait voir une droite horizontale qui serait fixe si l'axe de la toupie ne bougeait pas; mais, à cause de son mouvement de précession (1 tour en 120 secondes), on voit la ligne monter et descendre, comme semble faire un fil télégraphique pour le voyageur d'un train rapide. C'est la position moyenne de cette ligne qui définit l'horizon.

En réalité, le mouvement apparent de la toupie est régi, non par la gravité vraie, mais par la gravité apparente du mouvement relatif, de sorte que les mouvements du navire changent à tout instant le mouvement de la toupie. Ces variations de gravité qui avaient fait échouer les essais antérieurs se trouvent éliminés ici, parce que la période de précession de la toupie est de 120ˢ, tandis que celle du roulis est de 6ˢ à 8ˢ. Il en résulte que la toupie donne la position moyenne des gravités apparentes pendant environ 20 coups de roulis.

Une autre cause d'erreur est le frottement qui ralentit la toupie et redresse progressivement l'axe. Pour l'éliminer, on a dû placer la toupie dans une cage de verre où l'on a fait le vide; d'autre part, le pivot, travaillé avec soin, peut d'ailleurs être aiguisé sur sa crapaudine en faisant tourner la toupie avec une inclinaison convenable.

L'appareil, inventé par l'amiral Fleuriais, a été construit par M. Demichel et expérimenté par MM. Baule et Schwerer, lieutenants de vaisseau. Il est d'une endurance remarquable et donne la précision de 1′ environ. A la fin

de la séance, M. Schwerer en montre le lancement : on lance la cage qui entraîne avec elle la toupie; puis, la cage, par un arrêt brusque, se trouve séparée de la toupie qui continue à tourner en vertu de l'inertie.

M. Dini, à propos des difficultés rappelées par M. Caspari, relatives à la construction des gyroscopes, porte à la connaissance de la Société que les gyroscopes Foucault construits par la maison Froment ont conservé leur bon fonctionnement. C'est seulement la longueur du temps nécessaire à leur mise en marche et à leur observation qui les a fait un peu oublier.

M. Pellat, à titre de vérification curieuse des variations de la gravité apparente dues au mouvement d'entraînement, cite une expérience faite par M. Audemar, ingénieur civil, sur un ventilateur à force centrifuge. Ce ventilateur comprenait un grand tambour tournant autour de son axe. M. Audemar, s'étant installé dans le tambour, contre la paroi verticale, sentit la force centrifuge le presser fortement contre cette paroi. En même temps, un trou central que portait le plafond du tambour sembla monter progressivement jusqu'à se placer au-dessus de sa tête : c'est qu'en effet la gravité apparente, résultante de la gravité vraie et de la force centrifuge, s'inclinait à mesure que la vitesse augmentait, jusqu'à venir passer par le trou central.

Sur l'émission des rayons X. — MM. Imbert et Bertin-Sans ont trouvé que l'intensité des rayons X émanés d'une surface plane est à peu près constante jusqu'à 30 ou 40° de la normale.

M. Gouy a repris cette expérience avec des tubes à foyer métallique et a montré que, jusqu'au voisinage de l'émission rasante l'intensité reste sensiblement la même. M. Gouy a utilisé cette propriété pour obtenir un faisceau plan très intense de rayons X ; la source remplace ainsi d'elle-même la première fente dans les expériences de réfraction.

M. Guillaume cherche à expliquer cette particularité des rayons X en partant de faits connus. On sait que le bombardement pénètre à une petite profondeur dans l'anticathode; si l'on admet que tous les points atteints par les particules en mouvement deviennent des centres de production des rayons X, on devra s'attendre à recevoir ces rayons d'une couche d'épaisseur finie. L'absorption des rayons cathodiques étant d'ailleurs très rapide, cette couche reste peu épaisse. Mais les rayons X, venant d'une très petite distance au-dessous de la surface, sont peu absorbés et émergent presque en totalité.

Dans l'émission oblique, la surface apparente d'émission est réduite proportionnellement au cosinus de l'angle formé par la normale avec la direction considérée; mais, par compensation, la longueur des droites comprises dans cette direction oblique entre la surface de l'anticathode et la surface limite de l'émission augmente dans la même proportion; le produit reste donc le même. La seule différence consiste en ce que, dans

le dernier cas, les rayons X sont plus fortement absorbés dans l'anticathode : mais un calcul élémentaire montre que, si l'absorption des rayons cathodiques est beaucoup plus énergique que celle des rayons X, le phénomène est très peu modifié et que l'on doit trouver, jusqu'au voisinage de l'émission rasante, des rayons X en quantité constante.

Horizon gyroscopique dans le vide du contre-amiral Fleuriais;

PAR M. ED. CASPARI.

On sait que les observations astronomiques destinées à fixer la position géographique supposent essentiellement la connaissance de la verticale. A terre, le niveau à bulle, le fil à plomb, ou la surface réfléchissante d'un liquide en équilibre en marquent toujours la direction avec facilité : en mer, l'horizon visible corrigé de la dépression remplace l'horizon rationnel. Mais, la nuit, ou par temps de brume, les astres peuvent être visibles sans que l'horizon soit observable : il se présente souvent des circonstances où l'on voit plusieurs horizons entre lesquels le choix est difficile, d'autres fois des réfractions anormales faussent la valeur de la dépression. Aussi cherche-t-on depuis longtemps le moyen de s'assurer de la direction de la verticale à bord. Les essais faits dans ce sens sont nombreux : sans remonter jusqu'à l'astrolabe des anciens, ou à la chaise marine expérimentée par Borda et Pingré en 1778, nous citerons : le sextant à niveau du contre-amiral Lejeune, dans lequel l'image réfléchie de la bulle est mise en coïncidence avec celle du point visé ; le pendule à collimateur du colonel Goulier ; le siphon plein de mercure de M. Renouf ; les bains d'huile ou de mercure suspendus à la Cardan, les toupies portant une surface polie sur laquelle on observe par réflexion une hauteur double, etc.

A supposer que l'observation de ces instruments soit possible sur une mer agitée, ils ne sauraient en aucun cas donner la verticale exacte : sur un navire en mouvement, la pesanteur apparente est la résultante de la pesanteur vraie et des forces d'inertie d'entraînement, dont la grandeur et la direction varient rapidement quand le support est animé d'un mouvement oscillatoire. Il est vrai que leur direction moyenne est sensiblement celle de la verticale, mais chaque observation particulière est entachée d'une forte erreur, qui a beaucoup de

chances de devenir systématique dans les conditions pratiques d'usage à la mer.

Le contre-amiral Fleuriais a proposé et réalisé une solution très ingénieuse de ce problème au moyen de l'*horizon gyroscopique*.

L'instrument employé pour la mesure des hauteurs est le sextant ordinaire complété par l'adjonction, devant le petit miroir, d'un collimateur que nous allons décrire. Un tore TT' (*fig.* 1) est porté par un pivot *i* reposant sur un godet fixé au sextant. Deux lentilles convergentes identiques HH' sont fixées aux extrémités d'un diamètre de ce tore ; la distance des faces planes, placées en regard l'une de l'autre, est égale à la distance focale commune. Deux traits *mm'* sont gravés sur ces faces planes parallèlement à l'équateur du tore, et leur plan contient les centres optiques. Les rayons émis par chaque trait forment, au sortir de la lentille opposée, un faisceau parallèle à *mm'* et donnent au foyer de l'objectif de la lunette L une image du trait. Si le tore est en rotation rapide, les deux images alternatives persisteront : elles se confondront en une seule dans le cas où l'axe de rotation fait avec l'équateur du tore un angle droit ; en tout cas le milieu R de leur intervalle sera la trace d'un plan perpendiculaire à l'axe de rotation : si donc ce dernier est vertical, R sera l'image de l'horizon rationnel. Si le plan des repères ne contient pas les centres optiques, le trait idéal moyen R sera la trace d'un cône, et le complé-

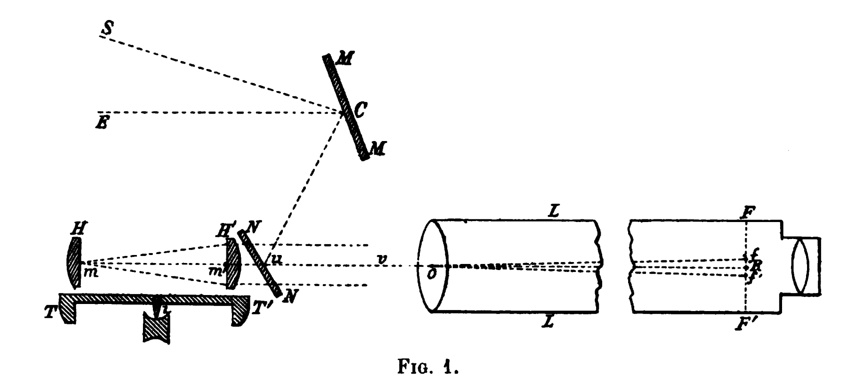


FIG. 1.

ment de l'angle au sommet de ce cône sera la correction d'horizontalité, ou « collimation du repère ». C'est une constante, puisque par hypothèse, la position des traits *m* et *m'* est invariable dans l'appareil.

Si donc on suppose d'abord l'appareil sans collimation tournant autour de la verticale, en amenant l'image d'un point lumineux à coïncider avec le repère dans la lunette, la lecture instrumentale sera la mesure de la hauteur du point au-dessus de l'horizon. Plus généralement, si l'axe de rotation n'est pas vertical, elle mesurera la hauteur angulaire de l'objet au-dessus de l'équateur du tore, hauteur qui devra être corrigée de la collimation du repère, quand celle-ci a une valeur sensible. Il suffira dès lors de déterminer l'angle que fait l'axe de rotation avec la verticale, et la collimation du repère, pour conclure la hauteur vraie du point visé. Cette détermination est basée sur la théorie du mouvement de la toupie.

Cette théorie a été faite d'une façon complète par M. Baule, lieutenant de vaisseau [1]. Nous renvoyons à son mémoire pour les développements analytiques que comporte l'étude complète de la question; nous lui emprunterons plus bas les formules finales en vue des applications numériques. Mais les principales particularités du mouvement peuvent s'établir sans calculs, d'une façon très élémentaire, comme on va voir.

Nous admettrons, ce qui est conforme à l'expérience, quand l'instrument est bien construit et fonctionne dans des conditions normales :

1° Que la toupie peut être assimilée, au point de vue mécanique, à un solide homogène, de révolution autour de son axe géométrique, et dont le centre de gravité est situé sur cet axe ;

2° Que ce solide mis en rotation rapide peut être considéré comme tournant autour d'un point de son axe de figure qui reste fixe, et qui est sensiblement le point d'appui du pivot sur le godet.

Le mouvement de rotation étant très rapide (80 à 100 tours par seconde dans les conditions normales de fonctionnement), on peut admettre que l'axe du moment résultant des quantités de mouvement coïncide très sensiblement avec l'axe de figure : on est donc amené, pour connaître le mouvement de celui-ci, à appliquer le théorème de Resal, savoir : la vitesse de l'extrémité du vecteur représentatif des moments des quantités de mouvement est figurée en grandeur et en direction par l'axe du couple résultant qui agit sur le solide.

Le gyroscope est soumis à l'action de son poids appliqué au centre de gravité. De plus, comme on observe un mouvement relatif à la

(1) *Revue maritime*, 1890.

surface de la terre, il faut ajouter aux forces réellement appliquées la force centrifuge composée. Les actions passives en jeu sont : la résistance du milieu, dont nous ferons abstraction, puisque l'appareil fonctionne dans le vide, et le frottement du pivot sur le godet. Si ce pivot est rigoureusement aigu, le moment du frottement est nul : supposons d'abord qu'il en soit ainsi. Admettons aussi, ce qui est le cas de l'expérience, que l'axe initial de rotation soit peu incliné sur la verticale.

L'axe du moment du poids est perpendiculaire au vertical de l'axe de figure ; par suite, l'extrémité de celui-ci a une vitesse perpendiculaire à chaque instant à ce plan vertical : il décrit donc, autour de la verticale, d'un mouvement uniforme, un cône circulaire droit, d'angle constant : c'est ce qu'on appelle le mouvement de précession.

En chaque point du solide, la force centrifuge composée est :

1° Perpendiculaire à la vitesse relative : comme le tour de précession a une durée de deux minutes, la vitesse de précession est faible ; on peut la négliger vis-à-vis de celle du mouvement propre de rotation autour de cet axe, qui sera la vitesse relative : la force centrifuge composée est donc contenue dans un plan méridien du tore ;

2° Perpendiculaire à l'axe instantané du mouvement d'entraînement, c'est-à-dire à l'axe de la terre, et contenue, par suite, dans un plan parallèle à l'équateur céleste.

Si donc on prend cet équateur pour plan horizontal de projection, la direction de la force centrifuge composée en chaque point est une horizontale de la méridienne de ce point, et son sens est opposé aux deux extrémités d'un même diamètre.

Son moment par rapport à l'axe de figure est nul, donc le vecteur du moment résultant est compris dans un plan perpendiculaire à cet axe. Pour en avoir la direction, réduisons par la pensée le tore à son cercle moyen, coupons-le par un plan parallèle à l'équateur du monde, et passant par son centre, ce qui détermine deux moitiés, supérieure et inférieure. Si l'on décompose en chaque point la force centrifuge composée en une perpendiculaire et une parallèle à l'axe du tore, les premières composantes s'annulent deux à deux, et les composantes parallèles ont, dans chacun des demi-cercles supérieur et inférieur, une résultante comprise dans le plan qui passe par une parallèle à l'axe du monde et l'axe du tore. Ces deux résultantes, égales et de sens opposés, forment un couple dont l'axe est perpendiculaire à ce plan. Son moment peut être considéré comme celui

d'une force F située dans ce plan et appliquée au centre de gravité, et qui pourra être admise constante en grandeur et direction tant que la rotation restera la même, pourvu que l'angle du cône de précession soit petit, ce que nous supposerons. Cette force F composée avec la pesanteur donnera une résultante de grandeur et de direction constantes, située dans le plan du méridien géographique, et représentant la verticale apparente autour de laquelle se fait la précession de la toupie. Comme, toutes choses égales d'ailleurs, la composante de la force centrifuge composée est proportionnelle au cosinus de la latitude, cette verticale déviée fait avec la verticale vraie un angle proportionnel à ce cosinus, et dont le maximum, pour une rotation de 100 tours par seconde, est d'environ 5′ à l'équateur. Le résultat sera, par exemple, d'altérer la hauteur d'un objet situé dans le méridien : de là une correction dont le signe change selon qu'on observe au sud ou au nord. Si donc on prend, à l'équateur, la hauteur de l'horizon de la mer vers le sud, puis vers le nord, au moyen du sextant muni de l'appareil gyroscopique, on trouvera entre les deux résultats une différence de 10′. C'est ce que M. Baule a vérifié. Aux autres azimuts, la correction est proportionnelle au cosinus de l'angle du vertical d'observation avec le méridien et peut se calculer dans chaque cas.

Si l'on pouvait réaliser sans inconvénient des vitesses de rotation notablement supérieures, on arriverait à exagérer à volonté cette déviation : on doublerait d'ailleurs l'effet observé en renversant le sens de la rotation de la toupie. Il y aurait là un moyen pratique fort simple de constater et de mesurer expérimentalement la rotation terrestre, avec un appareil d'une exécution bien plus facile que le gyroscope de Foucault. M. Gilbert a réalisé quelque chose d'analogue dans son *Barogyroscope* [1].

Ce qui précède suppose le pivot parfaitement aigu, de sorte que la rotation de l'ensemble ait lieu autour de sa pointe : l'axe décrit alors uniformément un cône de révolution autour de la verticale déviée.

Mais, si la direction de l'axe autour duquel s'effectue la rotation initiale était trop éloignée de la verticale, l'angle du cône resterait trop grand pour l'observation. On a donc intérêt à produire un redressement graduel de cet axe ; c'est à quoi l'on arrive si le pivot est légèrement émoussé.

---

[1] *Annales de la Société scientifique de Bruxelles*, t. VI et VII.

Supposons, en effet, que ce pivot ait la forme d'une calotte sphérique de petit rayon frottant sur un plan horizontal. Considérons comme point fixe le centre de cette sphère. La vitesse du point de contact est horizontale; c'est la direction de la force de frottement, laquelle est proportionnelle au poids de la toupie. Son moment par rapport au point fixe, ou centre, qui est sur la verticale du point de contact, a un axe horizontal, et comme la vitesse de glissement est perpendiculaire au plan vertical contenant l'axe de la toupie, le vecteur représentatif de ce moment est dans ce plan vertical : il a donc pour effet de faire mouvoir *dans* ce plan l'extrémité de l'axe du tore. C'est d'ailleurs un moment constant, et en se composant avec le moment constant perpendiculaire qui produit la précession, il fera décrire à l'extrémité de l'axe une courbe qui coupe sous un angle constant les rayons vecteurs dirigés vers la verticale du point fixe : cette courbe qui serait une spirale logarithmique dans le plan est, en réalité, une loxodromie sphérique.

Dans ces conditions, l'observation de la distance zénithale ou de la hauteur de l'astre comprend deux pointés. Soient (*fig.* 2) A l'astre, OV la verticale, AOV $= \zeta$ la distance zénithale. D'après

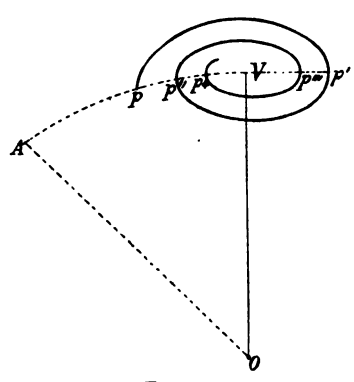


Fig. 2.

les propriétés de la loxodromie on a :

$$\frac{Vp}{pp'} = \frac{Vp'}{p'p''} = \frac{Vp''}{p''p'''} = \ldots\ldots = C^{te}.\ K.$$

Cette constante se détermine par l'observation d'un objet terrestre ou d'un astre immobile en hauteur (polaire ou astre dans le méri-

dien). On tire en effet de ces relations :

$$K = \frac{pp'}{pp' + p'p''},$$

et les trois quantités qui entrent dans cette valeur résultent immédiatement de l'observation des trois distances zénithales Ap, Ap', Ap'', qui correspondent aux digressions maxima de la toupie. On a ensuite la distance zénithale AV par :

$$AV = Ap + Vp = Ap + K \times pp'.$$

K est appelé le coefficient de redressement. Les observateurs ont vérifié sa constance pendant des périodes très étendues. Il serait égal à $\frac{1}{2}$ si le pivot était rigoureusement aigu : AV serait alors la moyenne entre Ap et Ap'.

Le mouvement de précession, troublé ou non, autour de la verticale se traduit dans la lunette du sextant par un mouvement oscillatoire du repère : aux instants des maxima et minima, la vitesse de ce mouvement s'annule, le repère paraît fixe et horizontal : il s'incline plus ou moins en passant d'une position à l'autre. L'observation des distances angulaires se fait lors du maximum et du minimum· afin d'assurer à ces instants la verticalité du plan du limbe, le micromètre de la lunette porte un fil perpendiculaire à ce plan, et qui doit être vu parallèle au repère.

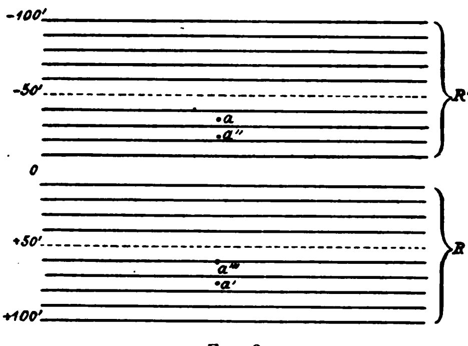


Fig. 3.

Pour rendre l'observation plus facile, au lieu de maintenir le contact du repère et de l'astre par le mouvement de l'alidade du

sextant, celle-ci est fixée dans une position moyenne : le repère n'est plus formé par un trait unique, mais comprend une série de traits parallèles, dont l'espacement est calculé de façon que la distance de deux consécutifs corresponde à un angle de 10′. L'astre se déplace dans ce système de parallèles, et la distance de son image au trait idéal milieu est évaluée à vue. S'il était fixe, les apparences successives vues dans la lunette seraient celles de la (*fig.* 3); on reconnaîtrait d'ailleurs qu'on est au maximum ou minimum, à ce que l'astre semblerait immobile entre deux traits. Le mouvement en hauteur complique un peu le phénomène. Nous n'entrons pas ici dans la discussion de ce cas : il suffit de dire que, pour que l'observation soit possible, la vitesse du pôle de l'instrument dans le plan vertical doit être plus grande que la vitesse du mouvement de l'astre en hauteur ; on est conduit à admettre que l'angle du cône de précession doit être supérieur à 1°.

Il est aisé de voir que les positions successives de la toupie sont peu influencées par les changements de la verticale apparente due aux mouvements du navire. Cette dernière oscille autour d'une position moyenne qui est sensiblement la verticale vraie : l'unique effet de ses variations est d'altérer un peu en grandeur et direction la vitesse du mouvement de précession : au lieu de décrire un cône circulaire, l'axe décrit une série de boucles dont le cône circulaire est en quelque sorte la moyenne ; et si la période d'oscillation du navire est très courte par rapport à celle de la précession, ces écarts ont peu d'influence sur le résultat définitif de l'observation.

Pour plus de simplicité, nous n'avons pas considéré les signes algébriques des divers mouvements envisagés : le sens des effets observés dépend de celui de la rotation propre, et de la position du centre de gravité, au-dessus ou au-dessous du point fixe. Voici d'ailleurs les formules auxquelles on arrive par l'analyse, et qui peuvent être employées pour la discussion numérique des diverses circonstances du mouvement.

Admettons pour sens positif des rotations le sens de gauche à droite pour un observateur debout sur le godet, et supposons le centre de gravité au-dessus du point fixe. Soient :

m, masse de la toupie ;

A, moment d'inertie de la toupie autour de l'axe de figure ;

B, moment d'inertie de la toupie autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de figure et passant par le pivot ;

n, vitesse angulaire autour de l'axe de figure ;
θ, angle de cet axe avec la verticale déviée ;
f, coefficient de frottement du pivot sur le godet ;
r, distance du centre de gravité au point fixe ;
ρ, rayon de la sphère qui termine le pivot ;
t, heures d'observation au chronomètre ;
l, latitude ;
Z, azimut de l'astre observé ;
H, hauteur observée ;
ω, vitesse angulaire de la terre ;
ψ, angle du vertical de l'axe du tore avec un vertical fixe : on trouve [1] :

Déviation de la verticale :

$$\delta = \frac{An\omega}{mgr} \cos l ;$$

Vitesse de précession :

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{mgr}{An} ;$$

Période de la nutation :

$$\frac{2\pi B}{An} ;$$

Angle de l'axe avec la verticale déviée :

$$\tang \theta = \tang \theta_0 e^{-\frac{f}{r}(\psi - \psi_0)}$$

Coefficient de redressement :

$$K = \frac{1}{1 + e^{-\frac{f\pi}{\rho}}} = \frac{H_1 - H_2}{H_1 - H_2 + H_3 - H_2} ;$$

Correction de la hauteur vraie dépendant de l'azimut :

$$H' = H + \frac{t_2 - t_1}{8\pi} \cos l \cos Z.$$

La collimation du repère se détermine par l'observation de la hau-

(1) Baule, *loc. cit.*

teur d'un objet dont la distance zénithale est connue : en mer on peut prendre l'horizon apparent.

La théorie qui précède s'applique aussi bien au mouvement dans l'air qu'à celui dans le vide : dans ce dernier cas, la rotation se conserve plus longtemps, la vitesse varie beaucoup moins vite, conditions favorables à l'observation. La toupie est enfermée dans une lanterne en verre. La difficulté qu'il a fallu vaincre, c'est de communiquer alors le mouvement de rotation au tore : l'amiral Fleuriais aidé par M. Démichel, y est arrivé par le moyen d'un entraîneur à manivelle et équipage de roues dentées, sur lequel la toupie est montée dans sa cage : l'ensemble prend d'abord un mouvement de rotation commun, et le déclenchement s'opère par l'effet de l'inertie de l'appareil, dès que la toupie a acquis une vitesse déterminée. Il serait trop long de donner le détail de cet ingénieux dispositif, aussi bien que des diverses difficultés mécaniques que M. Démichel est parvenu à surmonter avec beaucoup d'habileté. Nous renvoyons, pour la description complète de l'appareil et pour la manière de s'en servir, à la notice que M. le lieutenant de vaisseau Schwerer vient de faire paraître (1). Cet officier, après de nombreux essais faits à terre aussi bien qu'à la mer, est arrivé à établir que l'appareil est définitivement devenu pratique. Avec une lunette d'un grossissement de 3 à 4 diamètres on obtient sans difficulté l'approximation de 2′ dans les conditions ordinaires d'observation, et généralement l'exactitude est encore plus grande. Ces résultats sont parfaitement suffisants pour la navigation courante, et l'on est par conséquent fondé à dire que le problème est résolu d'une façon pratiquement satisfaisante. On remarquera qu'une des applications très intéressantes qu'on en peut faire concerne la navigation aérienne. M. le lieutenant de vaisseau Andrée se propose d'en faire usage pour l'exploration du pôle Nord.

Interprétation géométrique des intégrales de Fresnel,

Par M. N. Oumoff (2).

1. Transformons les intégrales de Fresnel :

$$A = \int_0^z \cos\frac{\pi}{2} z^2 dz, \qquad B = \int_0^z \sin\frac{\pi}{2} z^2 dz$$

---

(1) *Annales hydrographiques*, 1896.

(2) Séance du 19 juin 1896.

au moyen de la substitution :

$$\frac{\pi}{2} z^2 = v. \tag{1}$$

Cette relation représente l'équation d'une parabole, tracée dans un plan, z et v étant les coordonnées rectangulaires d'un point de ce plan.

Imaginons maintenant un cylindre droit circulaire dont l'axe coïnciderait avec l'axe des z d'un système de coordonnées rectangulaires pris dans l'espace. En désignant par x et y les deux autres axes, nous supposons que l'axe des x peut être superposé à l'axe des y par une rotation de 90° dans le sens du mouvement des aiguilles d'une montre en regardant le plan xy du côté positif de l'axe des z.

Le rayon de la section circulaire du cylindre étant égal à l'unité de longueur, enroulons sur ce cylindre le plan qui porte le tracé de de la parabole (1). L'enroulement doit être effectué de manière que le sommet de la parabole tombe au point d'intersection du cylindre et de l'axe des x, et que l'axe de la parabole, c'est-à-dire l'axe v, se superpose à la circonférence de la base du cylindre dans le plan des xy. De cette manière, nous aurons sur le cylindre deux hélices, l'une ascendante dans le sens des z positifs, l'autre descendante dans le sens des z négatifs. Il suffit pour notre but d'examiner la première, qui est représentée dans la *fig.* 1.

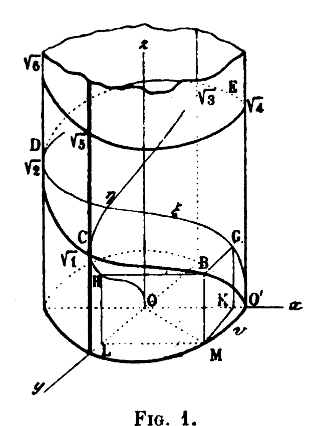


Fig. 1.

En projetant la parabole dans les plans des xz et des yz, nous obtiendrons deux courbes ξ et η. Les coordonnées z des points de

ces projections seront représentées par les ordonnées de la parabole

$$z = \mathrm{GK} = \mathrm{HL} = \mathrm{MB} = \sqrt{\frac{2}{\pi}\,v}.$$

v représentera l'arc O'M du cercle de la base du cylindre, dans le plan des xy, correspondant au point projeté de la parabole. Les coordonnées x, y des points des courbes ξ et η seront :

Pour la courbe ξ :

$$x = \mathrm{OK} = \cos v, \qquad y = o.$$

Pour la courbe η :

$$y = \mathrm{OL} = \sin v, \; x = o.$$

Les intersections de la courbe ξ avec l'axe des z, correspondant aux intersections de la parabole avec le plan des yz, sont données par les relations :

$$x = \cos v = o, \qquad v = (2h + 1)\frac{\pi}{2}, \qquad z_\xi = \sqrt{2h + 1}, \qquad h = 0, 1, 2, 3.....$$

Les intersections de la courbe η avec l'axe des z, correspondant aux intersections de la parabole avec le plan des xz, sont définies par

$$y = \sin v = o, \qquad v = 2h\,\frac{\pi}{2}, \qquad z_\eta = \sqrt{2h}, \qquad h = 0, 1, 2, 3.....$$

Ainsi, en portant depuis l'origine des coordonnées sur l'axe du cylindre des longueurs égales à la racine carrée des nombres entiers, nous trouverons les points d'intersection de la courbe ξ, si le nombre est impair, et de la courbe η dans le cas contraire. Les arcs v correspondant à ces points seront égaux à un nombre entier de fois l'arc $\frac{\pi}{2}$. Soit un tel nombre ; si, pour un point quelconque de la parabole ou de ses projections, la quantité v est comprise entre $(h - 1)\frac{\pi}{2}$ et $h\frac{\pi}{2}$, nous dirons que les parties correspondantes des courbes se trouvent dans le h^{eme} quadrant.

Soit α l'angle que fait avec l'axe des x une tangente à la courbe ξ, et β, l'angle avec l'axe des y d'une tangente à la courbe η ; nous

aurons :

$$(2)\qquad \tan\alpha = \frac{dz}{dx} = -\frac{\frac{1}{2}\sqrt{\frac{2}{\pi}}}{\sqrt{v}.\sin v}$$

$$\tan\beta = \frac{dz}{dy} = \frac{\frac{1}{2}\sqrt{\frac{2}{\pi}}}{\sqrt{v}.\cos v}.$$

Ces expressions nous montrent que les tangentes aux courbes ξ et η coïncident avec les lignes d'intersection du cylindre avec les plans des xz et yz aux points des courbes qui se trouvent sur ces mêmes lignes, c'est-à-dire pour $x = \pm 1$ ou $\sin v = 0$, $y = \pm 1$, ou $\cos v = 0$.

Ces points représentent les sommets des courbes ξ et η.

Aux points d'intersection avec l'axe des z.

$$(3)\qquad \tan\alpha = \mp\frac{1}{\pi}\frac{1}{\sqrt{2h+1}},\qquad \tan\beta = \pm\frac{1}{\pi}\frac{1}{\sqrt{2h}}.$$

Ainsi, à mesure que l'arc v augmente, les tangentes s'approchent du parallélisme aux axes ox et oy.

Les courbes ξ et η ont des points d'inflexion qui sont définis par le minimum des expressions (2). Les valeurs correspondantes de v sont données pour la courbe ξ par l'équation

$$(4)\qquad \tan v_1 = -2v_1,$$

pour la courbe η par

$$(4\ bis)\qquad \tan v_2 = \frac{1}{2v_2}.$$

Ainsi les points d'inflexion de la courbe ξ se trouvent dans les quadrants pairs de la circonférence, et ceux de la courbe η, dans les quadrants impairs. Les angles v_1 et v_2 croissant, les points d'inflexion des courbes ξ, η s'approchent de leurs points d'intersection avec l'axe des z.

Les courbes ξ et η sont représentées dans les *fig.* 2 et 3, et les arcs correspondants de la parabole dans la *fig.* 4. Les arcs O*a*, *ab*, *bc*, *cd*,..., se projettent dans le plan xz suivant les courbes O'A, A*b*, *bc*, etc., et dans le plan yz suivant O*a*, *a*B, B*c*, *c*D, etc.

2. Trouvons maintenant l'expression de l'aire comprise entre la courbe ξ, l'axe des z et les deux ordonnées $x = OO'$ et $x = ff'$.

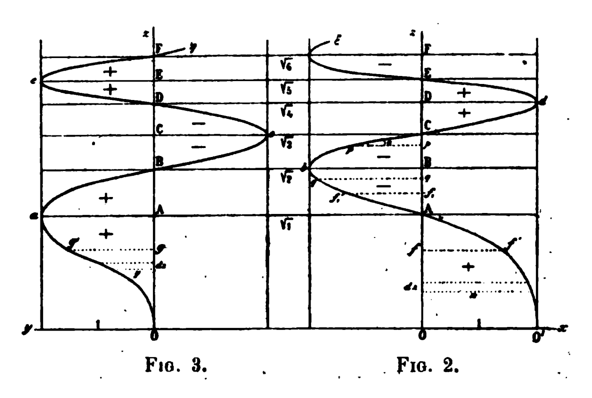


Fig. 3. Fig. 2.

(*fig.* 2). L'élément de l'aire sera xdz, par conséquent l'aire cherchée sera :

$$\int_0^z xdz$$

ou, en remplaçant x par $\cos v = \cos \frac{\pi}{2} z^2$, nous trouvons l'expression de l'intégrale de Fresnel :

$$A = \int_0^z \cos \frac{\pi}{2} z^2 dz.$$

Si la limite supérieure tombe dans le second quadrant, l'intégrale A représentera la différence des deux aires O'OA et $Af_1f'_1$, car les

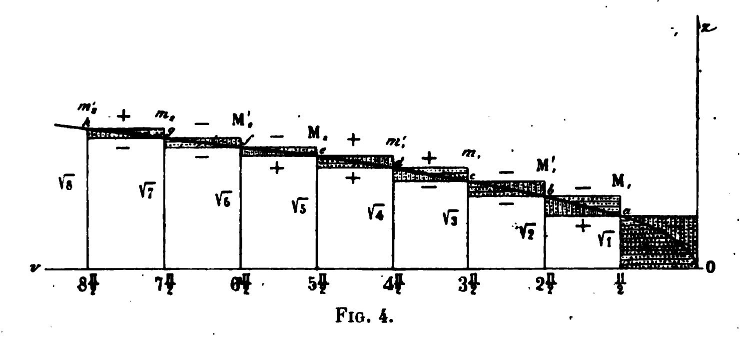


Fig. 4.

valeurs de x pour cette dernière seront négatives. Nous en concluons qu'en comptant les aires limitées par la courbe ξ et l'axe des z

comme positives du côté des x positifs, et comme négatives du côté des x négatifs, l'intégrale A, prise jusqu'à une limite arbitraire, sera égale à la somme algébrique des aires comprises entre la courbe ξ, l'axe z, le demi-axe ox et la parallèle à ox qui correspond à la limite supérieure de l'intégrale.

Les signes des aires (*fig.* 2) O'OA, ABb, bBC, CdD, etc., seront consécutivement :

$$+, -, -, +, +, -, -, +, \ldots\ldots$$

c'est-à-dire que les aires placées dans les 1[er], 4[e], 5[e], etc., quadrants sont positives, et celles des 2[e], 3[e], 6[e], 7[e], etc., sont négatives. Par conséquent l'intégrale A doit avoir des maxima et minima. Les maxima consécutifs seront représentés par la combinaison des aires :

$$+, +, -, -, +, + ; +, -, -, +, +, -, -, +, +, \text{etc.}$$

les minima par :

$$+, -, - ; +, -, -, +, +, -, -, \text{etc.}$$

Ainsi l'intégrale A aura ses maxima pour les valeurs des limites supérieures :

$$Z = \sqrt{1}, \sqrt{5}, \sqrt{9}, \ldots\ldots, \sqrt{4h+1}$$

ou :

$$v = \frac{\pi}{2}, 5\frac{\pi}{2}, 9\frac{\pi}{2}, \ldots\ldots, (4h+1)\frac{\pi}{2}$$

et les minima pour :

$$Z = \sqrt{3}, \sqrt{7}, \ldots\ldots, \sqrt{4h+3}$$

ou :

$$v = 3\frac{\pi}{2}, 7\frac{\pi}{2}, 11\frac{\pi}{2}, \ldots\ldots, (4h-1)\frac{\pi}{2} \ldots\ldots$$

Les aires en question sont les projections des aires de la parabole intérieures à cette courbe, représentées dans la figure 4 par des traits horizontaux.

Le même raisonnement nous conduira à cette conclusion que l'intégrale B est égale à la somme algébrique des aires limitées dans le plan des yz (*fig.* 3) par la courbe η, l'axe des z et la parallèle à l'axe des y, correspondant à la limite supérieure. Les aires doivent

être comptées comme positives du côté de l'axe des y, positifs, comme négatives du côté opposé.

L'ordre consécutif des aires sera donc représenté par la série :

$$+, +, -, -, +, +, -, -, \ldots..,$$

Ces aires correspondent aux aires extérieures de la parabole désignées par des traits verticaux dans la *fig.* 4.

Les maxima de l'intégrale B seront donnés par les combinaisons :

$$+, +, +, +, -, -, +, +, -, -, +, +, \text{etc.}$$

et correspondent aux limites supérieures :

$$Z = \sqrt{2},\ \sqrt{6},\ \ldots.,\ \sqrt{2(2h+1)}$$

ou :

$$v = \pi, 3\pi, 5\pi, \ldots., (2h+1)2\frac{\pi}{2}.$$

Les minima :

$$+, +, -, -; +, +, -, -, +, +, -, -, \ldots..$$

correspondent aux limites :

$$Z = \sqrt{4},\ \sqrt{8},\ \ldots.,\ \sqrt{4h}$$

ou :

$$v = 2\pi,\ 4\pi,\ \ldots.,\ 4h\frac{\pi}{2}.$$

Ces résultats sont bien connus ; ce n'est que la méthode qui diffère de celle qu'on emploie habituellement. Les *fig.* 2 et 3 nous rendent

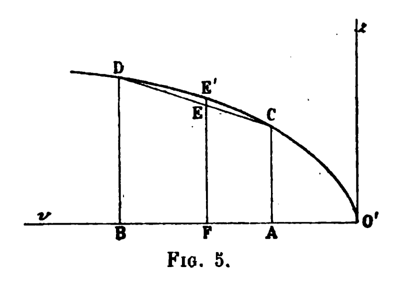


Fig. 5.

compte de la succession des maxima et des minima dans le cas où la limite inférieure des intégrales de Fresnel ne coïncide pas avec zéro,

mais avec un des points d'intersection des courbes ξ et η avec l'axe Oz.

3. Nous pouvons trouver une formule approchée pour le calcul des intégrales de Fresnel. Joignons deux points de la parabole (*fig.* 5) par une corde CD et posons :

$$CA = Z_0,\ BD = Z_1,\ E'F = Z,\ EF = \zeta,\ AB = \alpha,\ AO' = v_0,\ FO' = v.$$

Nous aurons :

$$\zeta = \frac{Z_1 - Z_0}{\alpha}(v - v_0) + Z_0, \qquad d\zeta = \frac{Z_1 - Z_0}{\alpha}\, dv.$$

Si les points C et D sont assez rapprochés, l'ordonnée E'F peut être remplacée par EF, et l'élément dz par $d\zeta$; nous trouvons alors :

$$A_{z_0}^{z_1} = \int_0^{v_1} \cos v d\zeta = \frac{Z_1 - Z_0}{\alpha} \int_0^{v_1} \cos v dv = \frac{z_1 - z_0}{\alpha}\left[\sin\frac{\pi}{2} z_1^2 - \sin\frac{\pi}{2} z_0^2\right]$$

De même :

$$B_{z_0}^{z_1} = -\frac{z_1 - z_0}{\alpha}\left[\cos\frac{\pi}{2} z_1^2 - \cos\frac{\pi}{2} z_0^2\right].$$

En remarquant que $\alpha = \frac{\pi}{2}(z^2_1 - z^2_0)$ nous aurons :

$$(5)\qquad \begin{aligned} A_{z_0}^{z_1} &= \frac{2}{\pi}\,\frac{\sin\frac{\pi}{2} z_1^2 - \sin\frac{\pi}{2} z_0^2}{z_1 + z_0}, \\ B_{z_0}^{z_1} &= -\frac{2}{\pi}\,\frac{\cos\frac{\pi}{2} z_1^2 - \cos\frac{\pi}{2} z_0^2}{z_1 + z_0}. \end{aligned}$$

Par exemple Fresnel trouve $A_0^{1,2} = 0,7161$. En posant $z_1 = 1,3$ et $z_0 = 1,2$, nous aurons $A_0^{1,3} = 0,6390$; Fresnel donne pour cette intégrale la valeur 0,6393.

4. Passons maintenant à l'étude des courbes ξ et η et à leur représentation approximative, qui peut être utile dans le cas ou le calcul des intégrales de Fresnel n'exige pas une grande précision.

Dans le premier quadrant, la courbe ξ (*fig.* 2) coupe les axes des x et des z aux points également distants de l'origine (distance égale à l'unité); l'aire limitée par cette courbe, c'est-à-dire $A_0^1 = 0,7803$, diffère peu de la valeur $\frac{\pi}{4} = 0,7854$, c'est-à-dire du quart de l'aire d'un cercle de

rayon égal à l'unité. Ainsi la courbe ξ au premier quadrant s'éloigne peu de la forme du cercle.

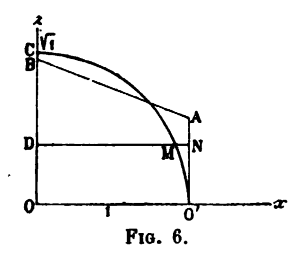


Fig. 6.

Nous arrivons aux formules approchées en substituant la moyenne arithmétique de l'aire, limitée par les axes Ox, Oz, avec un cercle de rayon égal à l'unité et de l'aire limitée par la ligne brisée O'NAB (*fig.* 6), où

$$O'A = 0{,}6, \qquad OB = 0{,}95.$$

Ainsi, par exemple

$$A_0^{O'N} = \frac{1}{2} [\text{aire ODMO'} + \text{aire ODNO'}].$$

Par conséquent les valeurs approchées de l'intégrale A dans le premier quadrant seront représentées par :

1° $o < z < 0{,}6$

$$A_0^z = \frac{1}{4}[\arc\sin z + z\sqrt{1 - z^2}] + \frac{1}{2}z;$$

2° $0{,}6 < z < 0{,}95$

$$A_0^z = \frac{1}{4}[\arc\sin z + z\sqrt{1 - z^2}] + 0{,}3 + \frac{1{,}3 - z}{1{,}4}(z - 0{,}6);$$

3° $0{,}95 < z < 1$

$$A_0^z = \frac{1}{4}[\arc\sin z + z\sqrt{1 - z^2}] + 0{,}3875.$$

Le tableau suivant contient les valeurs des A_0^z calculées d'après ces formules (*fm*) et données par Fresnel (F*s*).

z	fm	Fz	Différences
0,1	0,0999	0,0999	0,0000
0,2	0,1971	0,1999	0,0028
0,3	0,2977	0,2993	0,0016
0,4	0,3945	0,3974	0,0029
0,5	0,4892	0,4923	0,0031
0,6	0,5804	0,5811	0,0007
0,7	0,6615	0,6597	— 0,0018
0,8	0,7231	0,7230	— 0,0001
0,9	0,7638	0,7651	0,0013
1,0	0,7802	0,7803	0,0001

Nous arrivons à des expressions plus approchées pour les valeurs de l'intégrale B au premier quadrant. Remarquons (*fig.* 7) que la courbe η a un point d'inflexion dans le premier quadrant. Nous tirons de l'équation 4 *bis* les valeurs approchées des coordonnées de ce point : $y = 0{,}609$ et $z = 0{,}645$.

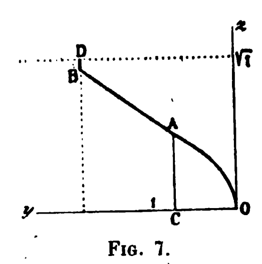


Fig. 7.

Traçons dans le plan zy un arc de la parabole $y = \frac{\pi}{2} z^2$ et joignons le point A ($z = 0{,}5$, $y = \frac{\pi}{8} = 0{,}3927$) par une droite au point B ($z = 0{,}92$, $y = 1$). Nous aurons :

1° $0 < z < 0{,}5$:

$$B = \frac{\pi}{2} \int z^2 dz = 0{,}5236\, z^3 ;$$

2° $0{,}5 < z < 0{,}92$:

$$B = 0{,}0654 + [0{,}723z + 0{,}0312]\,(z - 0{,}5) ;$$

3° $0{,}92 < z < 1$:

$$B = z - 0{,}5621.$$

Voici le tableau des valeurs de B_0^z calculées d'après ces formules :

z	fm	Fz	Différences
0,1	0,0005	0,0006	0,0001
0,2	0,0042	0,0042	0,0000
0,3	0,0141	0,0140	— 0,0001
0,4	0,0335	0,0332	— 0,0003
0,5	0,0654	0,0644	— 0,0010
0,6	0,1119	0,1101	— 0,0018
0,7	0,1730	0,1716	— 0,0014
0,8	0,2483	0,2487	0,0004
0,9	0,3382	0,3391	0,0009
1,0	0,4379	0,4376	0,0003

5. Les arcs de la courbe ξ dans les second, troisième et quatrième quadrants peuvent être représentés par des paraboles et des droites. Cette combinaison doit satisfaire aux conditions suivantes :

1° Le sommet de la parabole coïncide avec le point de contact de la courbe ξ avec la surface du cylindre ;

2° L'axe de la parabole est parallèle à l'axe des x;

3° La tangente à la courbe ξ à son point d'intersection avec l'axe des z, défini par la formule (3) :

$$\operatorname{tang} \alpha = \mp \frac{1}{\pi} \frac{1}{\sqrt{2h+1}},$$

est en même temps tangente à la parabole.

Remarquons que pour le second quadrant nous aurons $h = 0$; pour le troisième et quatrième, $h = 1$.

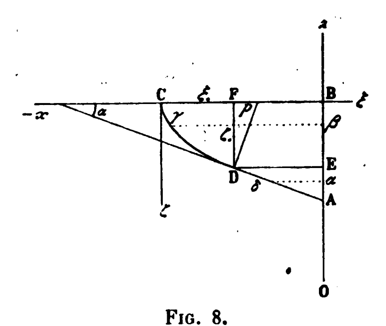


Fig. 8.

La courbe ξ sera donc remplacée par la partie de la tangente limitée par l'axe des z et le point de contact avec la parabole ξ, plus l'arc de la parabole depuis ce point de contact jusqu'au sommet.

Au moyen de ces substitutions, le calcul des intégrales A pour le 2e, 3e, 4e quadrant se fera de la manière suivante :

Soient (*fig.* 8) A et B les points dont les ordonnées z sont $\sqrt{h}$ et $\sqrt{h+1}$. Désignons par l leur différence. Nous introduisons le système de coordonnées ξ et ζ, désigné dans la *figure*. Le point D de contact de la tangente AD à la courbe ξ au point A et à la parabole CD est déterminé par des coordonnées ξ_0 et ζ_0.

En représentant l'équation de la parabole sous la forme :

$$\zeta^2 = 2p\xi,$$

nous avons les relations connues :

$$\zeta_0 = 2\xi_0 \operatorname{tang} \alpha, \qquad p = \zeta_0 \operatorname{tang} \alpha.$$

De plus :

$$l - \zeta_0 = (1 - \xi_0) \operatorname{tang} \alpha,$$

d'où

$$\xi_0 = \frac{l}{\operatorname{tang} \alpha} - 1, \qquad \zeta_0 = 2\,(l - \operatorname{tang} \alpha).$$

Pour A $\alpha <$ AE, l'aire A α δ donnera l'intégrale

$$A_{\sqrt{h}}^{z} = \frac{1}{2}\,\frac{(A\alpha)^2}{\operatorname{tang} \alpha} = \frac{(z - \sqrt{h})^2}{2 \operatorname{tang} \alpha}.$$

Pour A$\beta >$ AE, l'aire AD$\gamma\beta$ donne l'intégrale $A_{\sqrt{h}}^{z}$.

En désignant les coordonnées du point γ par ξ, ζ et l'aire CDAB par P, nous aurons :

$$-A_{\sqrt{h}}^{\beta} = P - \frac{2}{3}\,\xi\zeta - \zeta\,(1 - \xi) = P - \zeta\left(1 - \frac{\zeta^2}{6p}\right)$$

ici

$$\zeta = \sqrt{h+1} - z,$$

et

$$P = -A_{\sqrt{h}}^{\sqrt{h+1}} = \frac{2}{3}\,\zeta_0 + \frac{l + \zeta_0}{2}\,(1 - \xi_0).$$

Si la courbe ξ que nous transformons ainsi tourne sa convexité du côté opposé, c'est-à-dire dans le sens des z positifs et se trouve du côté des x négatifs (3e quadrant), l'ordonnée z de A sera $\sqrt{h+1}$ et celle de B aura la valeur $\sqrt{h}$.

Par conséquent si $z < \sqrt{h+\zeta_0}$, nous aurons

$$A_{\sqrt{h}}^{z} = \zeta\left(1 - \frac{\zeta^2}{6p}\right), \qquad \zeta = z - \sqrt{h}.$$

Si $z > \sqrt{h+\zeta_0}$, alors

$$- A_{\sqrt{h}}^{z} = P - \frac{(\sqrt{h+1} - z)^2}{2 \operatorname{tang} \alpha}.$$

Les constantes qui figurent dans ces formules ont les valeurs suivantes :

		tang α	p	ξ_0	ζ_0	z^0	P
ξ dans le IIme quadrant		$\frac{1}{\pi} = 0{,}3183$	0,0610	0,3013	0,1918	1,2224	0,2502
ξ dans le IIIme	—	$\frac{1}{\pi\sqrt{3}} = 0{,}1838$	0,0482	0,7296	0,2682	1,6824	0,2096
ξ dans le IVme	—	$\frac{1}{\pi\sqrt{3}} = 0{,}1838$	0,0309	0,4575	0,1682	1,8318	0,1696
n dans le IIIme	—	$\frac{1}{\pi\sqrt{2}} = 0{,}2251$	0,0418	0,4123	0,1856	1,5465	0,1989

Pour les quadrants suivants, les arcs de la parabole peuvent être remplacés par leurs cordes; aussi le calcul de A pourra-t-il se faire au moyen des formules (5). Ce calcul peut être encore simplifié en posant $\alpha = \frac{\pi}{2}$, et, en désignant par $n + 1$ l'ordre du quadrant, nous avons $v_0 = n\frac{\pi}{2}$, $z_0 = \sqrt{n}$, $z_1 = \sqrt{n+1}$. Par suite, en posant $d = \sqrt{n+1} - \sqrt{n}$, nous aurons

$$A_0^z = A_0^{\sqrt{h}} + \frac{2d}{\pi}\left[\sin\frac{\pi}{2}z^2 - \sin n\frac{\pi}{2}\right].$$

Voici le tableau des intégrales A calculées par ces formules (f_A) et trouvées par Fresnel (F_A).

Quadrants	z	f_A	F_A	Différences
	1,1	0,7645	0,7643	— 0,0002
	1,2	0,7177	0,7161	— 0,0016
II	1,3	0,6398	0,6393	— 0,0005
	1,4	0,5443	0,5439	— 0,0004
	$\sqrt{2}$	0,5301		
	1,5	0,4465	0,4461	— 0,0004
III	1,6	0,3664	0,3662	— 0,0002
	1,7	0,3233	0,3245	0,0012
	$\sqrt{3}$	0,3205	m.	

	z	f_A	F_A	Différences
	1,8	0,3330	0,3342	0,0012
IV	1,9	0,3962	0,3949	— 0,0013
	$\sqrt{4}$	0,4901	0,4886	— 0,0015
	2,1	0,5803	0,5819	0,0016
V	2,2	0,6356	0,6367	0,0011
	$\sqrt{5}$	0,6404	M.	
	2,3	0,6265	0,6271	0,0006
VI	2,4	0,5546	0,5556	0,0010
	$\sqrt{6}$	0,5046		
	2,5	0,4568	0,4581	0,0013
VII	2,6	0,3885	0,3895	0,0010
	$\sqrt{7}$	0,3797	*m.*	
	2,7	0,3916	0,3929	0,0013
VIII	2,8	0,4671	0,4678	0,0007
	$\sqrt{8}$	0,4961		
	2,9	0,5616	0,5627	0,0011
IX	$\sqrt{9}$	0,6053	0,6061	0,0008
			M.	
X	3,1	0,5615	0,5621	0,0006
	$\sqrt{10}$	0,5020		
	3,2	0,4659	0,4668	0,0009
XI	3,3	0,4053	0,4061	0,0008
	$\sqrt{11}$	0,4037	*m.*	
XII	3,4	0,4377	0,4388	0,0011
	$\sqrt{12}$	0,4976		
	3,5	0,5319	0,5328	0,0009
XIII	3,6	0,5870	0,5883	0,0013
	$\sqrt{13}$	0,5872	M.	
XIV	3,7	0,5411	0,4424	0,0013
	$\sqrt{14}$	0,5005		
XV	3,8	0,4472	0,4485	0,0013
	$\sqrt{15}$	0,4169	*m.*	
XVI	3,9	0,4212	0,4226	0,0014
	$\sqrt{16}$	0,4980	0,4986	0,0006

La courbe η, peut être représentée dans le second quadrant

par une parabole (*fig.* 3) dont le sommet se trouve au point *a* de contact de la courbe avec le cylindre et qui passe par l'intersection de la courbe et de l'axe Oz. En posant $l - y = \eta$, $z - 1 = \zeta$, l'équation de la parabole sera $\zeta^2 = 2p\eta$; $2p = \{\sqrt{2} - 1\}^2 = 0{,}1716$ et $B_0^z = B_0^1 + \zeta\left(1 - \frac{\zeta^2}{6p}\right)$. Voici le tableau comparatif des valeurs de B_0^z :

Z	f_B	F_B	Différences
1,1	0,5357	0,5359	0,0002
1,2	0,6221	0,6229	0,0008
1,3	0,6852	0,6859	0,0007
1,4	0,7133	0,7132	—0,0001
$\sqrt{2}$	0,7137	M.	

Dans le troisième quadrant, la construction de la courbe η est faite suivant la règle indiquée pour ξ dans le quadrant du même ordre. Dans les quadrants suivants, les arcs de la parabole enroulée sur le cylindre peuvent être remplacés par leurs cordes, et nous avons d'après les formules simplifiées (5) l'expression suivante :

$$B_0^z = B_0^{\sqrt{n}} - \frac{2d}{\pi}\left[\cos\frac{\pi}{2}z^2 - \cos n\frac{\pi}{2}\right].$$

Voici le tableau comparatif :

Quadrants	Z	f_B	F_B	Différences
III	1,5	0,6973	0,6973	0,0000
	1,6	0,6377	0,6388	0,0011
	1,7	0,5468	0,5492	0,0024
	$\sqrt{3}$	0,5148		
IV	1,8	0,4517	0,4509	—0,0008
	1,9	0,3748	0,3732	—0,0016
	$\sqrt{4}$	0,3437	0,3432	—0,0005
			m.	
V	2,1	0,3734	0,3739	0,0005
	2,2	0,4566	0,4553	—0,0013
	$\sqrt{5}$	0,4940		
VI	2,3	0,5538	0,5528	—0,0010
	2,4	0,6203	0,6194	—0,0009
	$\sqrt{6}$	0,6298	M.	
VII	2,5	0,6203	0,6190	—0,0013
	2,6	0,5512	0,5499	—0,0003
	$\sqrt{7}$	0,5049		

Quadrants	t	f_B	F_B	Différences
	2,7	0,4536	0,4528	—0,0008
VIII	2,8	0,3922	0,3913	—0,0009
	$\sqrt{8}$	0,3885	*m.*	
IX	2,9	0,4104	0,4098	—0,0006
	$\sqrt{9}$	0,4977	0,4959	—0,0018
X	$\sqrt{10}$	0,6010	M.	
	3,2	0,5941	0,5931	—0,0010
XI	3,3	0,5197	0,5191	—0,0006
	$\sqrt{11}$	0,5027		
XII	$\sqrt{12}$	0,4088	*m.*	
	3,5	0,4156	0,4144	—0,0012
XIII	3,6	0,4927	0,4919	—0,0008
	$\sqrt{13}$	0,4984		
XIV	$\sqrt{14}$	0,5851	M.	—0,0007
XV	3,8	0,5661	0,5654	—0,0002
	$\sqrt{15}$	0,5015		—0,0002
	3,9	0,4752	0,4750	—0,0002
XVI	$\sqrt{16}$	0,4204	0,4202	—0,0002
			m.	

7° *Intégrateur.* — L'appareil construit pour le calcul des intégrales de Fresnel est représenté par la *fig.* 9. Il consiste en un cylindre M, fixé à demeure sur la planchette N. Ce cylindre porte le tracé de la parabole. Pour fixer les idées, admettons que l'ordonnée *ab*, distante de 90° du sommet O de la parabole, soit égale à 10 centimètres. Ce chiffre nous doit représenter la racine carrée de l'unité conventionnelle de longueur dans nos mesures, car l'ordonnée susdite doit être égale à $\sqrt{1}$. Le rayon du cylindre sera aussi de 10 centimètres. Un cylindre de 35 centimètres de longueur servira à calculer les intégrales de Fresnel pour 12 quadrants, car l'ordonnée $\sqrt{12}$ sera égale à 34,6 centimètres. Autour de l'axe immobile du cylindre tourne librement un cadre rectangulaire *c d e f*. Sur le côté prismatique *ef* glisse la coulisse *g* qui porte l'index *h*. On suit avec cet index le tracé de la parabole au moyen des manchons *ii*. Au point K d'un des manchons est fixé un fil métallique sans fin qui passe par

les quatre poulies *m* et s'enroule sur la roulette D, comme le montre la *fig.* 10. L'axe E de la roulette, perpendiculaire à l'axe du

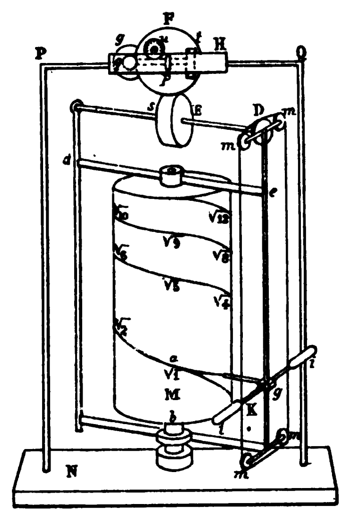


Fig. 9.

cylindre et passant par le prolongement de cet axe, porte un tambour *s* en celluloïde. Nous admettrons que le rayon de ce tambour est 2,5 fois plus grand que celui de la roulette. Alors quand

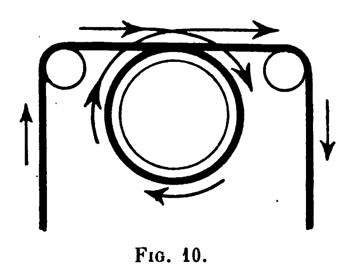


Fig. 10.

l'index *h* fera parallèlement à l'axe du cylindre une excursion égale à l'unité (= 10 centimètres), un point du tambour va parcourir 28 centimètres. Sur le tambour, presse une boule en verre dépoli F. La position du centre de cette boule est parfaitement déterminée par les points de contact avec trois roulettes *p*, *q*, *s*, fixées sur des axes mobiles librement dans un cadre GH (*fig.* 11) ; cet axe est lié inva-

riablement à une barre PQ, soutenue par des colonnes, reposant sur la planchette N. La rotation du tambour *s* produit par frottement un mouvement de rotation de la boule dans le même sens et avec une vitesse linéaire identique. L'axe de la roulette *p* est

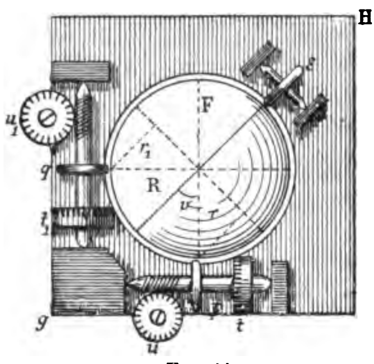


Fig. 11.

parallèle au diamètre du cylindre, passant par le sommet O de la parabole ; l'axe de la roulette *q* est perpendiculaire à cette direction. La position initiale du cadre portant l'index est telle que l'index coïncide alors avec le sommet de la parabole et que l'axe E soit parallèle à l'axe de la roulette *p*. Si nous relevons l'index en suivant la directrice du cylindre, c'est-à-dire sans tourner le cadre *c d e f*, la roulette *p* prendra un mouvement de rotation, tandis que la roulette *g* restera en repos. Une excursion de l'index égale à l'unité conventionelle fera marcher un point de la boule de 25 centimètres. Si la circonférence de la poulie est égale à 25 millimètres, elle fera 10 tours pour une excursion de l'index égale à l'unité. L'axe de la poulie *p* porte une tête cylindrique *t* divisée en 100 parties égales, dont les dixièmes peuvent être encore appréciés. Chaque tour de la roulette est enregistré par l'intermédiaire d'une vis sur le disque *u*. Ainsi l'ordonnée unité sera représentée par 1.000 divisions de la tête ou par 10.000 dixièmes d'une division. Bien entendu, en faisant croître les dimensions de l'appareil, on peut faire croître la précision de la lecture. Admettons maintenant que le cadre, portant l'index, ait tourné de l'angle v. Alors comme le montre la *fig.* 11, une excursion de l'index égale à dy fera tourner la roulette *p* d'une grandeur $dy \cos v$, tandis que la roulette *q* tournera de $dy \sin v$. Ainsi le disque *u* et le tambour *t* enregistreront les valeurs des intégrales A, et le disque *u* et le tambour *t*,

les intégrales B. Pour cela, il suffira de soustraire les deux lectures initiales sur les deux appareils enregistreurs des deux lectures finales et de diviser le résultat par 10.000.

La construction des parties supérieures de l'intégrateur rappelle celle des enregistreurs de l'analyseur harmonique construit par M. Coradi pour développer une fonction en série de Fourier. J'ai eu l'occasion de manier cet appareil grâce à l'obligeance du professeur Cerasky. Les précautions qu'il faut prendre en faisant des mesures sont les mêmes pour cet appareil et pour l'intégrateur ; aussi sera-t-il utile de consulter, pour plus de détails, les deux mémoires suivants : G. Coradi, *Der harmonische Analysator*, Zürich, 1894, et N. Bervy, *Sur un Analyseur harmonique* (*Annales de l'Observatoire de Moscou*).

OUVRAGES REÇUS PAR LA SOCIÉTÉ

PENDANT L'ANNÉE 1896

Actes de la Société scientifique du Chili, fondée par un groupe de Français. — 6e année, t. V, 1896, 1, 2 et 3 livraisons; in-4°.

Almanach-Annuaire de l'Électricité et de l'Électrochimie. — Année 1896. Publié par M. Firmin Leclerc; vol. in-18.

American Journal of Science (the). — 3e série, vol. L et LI, 1896; in-8°.

American Journal of Mathematics. — Edited by Thomas Craig with the co-operation of Simon Newcomb. — Published under the Auspices of the Johns Hopkins University. — Vol. XIII (1891) à vol. XVII (1895), et vol. XVIII, nos 1, 2, 3 (1896); in-4°.

Annalen der Physik und Chemie, neue Folge. — Band LVII, LVIII et LIX, 1896; in-8°.

Annales de Chimie et de Physique. — 7e série, t. VII, VIII et IX, 1896; 3 vol. in-8°.

Annales de la Faculté des Sciences de Marseille. — T. VI, 1896; 1 vol. in-4°.

Annales de l'École polytechnique de Delft.

Annales de l'Institut météorologique de Roumanie. — Publié par S.-C. Hepitès, t. XI, 1895; 1 vol. in-4°.

Annales de l'Observatoire d'Astronomie physique de Paris, sis Parc de Meudon (Seine-et-Oise), publiées par M. J. Janssen; t. I. Paris, Gauthier-Villars et fils, 1896; 1 vol. in-4°.

Annales de la Société scientifique de Bruxelles.

Annales télégraphiques.

Annuaire pour l'an 1896 avec des Notices scientifiques. — Publié par le Bureau des Longitudes. — Paris, Gauthier-Villars et fils; in-18.

Annuaire météorologique pour l'année 1895, publié par l'Institut météorologique de Danemark. 1re et 3e parties. In-4°.

Annuaire de l'Observatoire municipal de Montsouris pour l'année 1896 (Analyses et Travaux de 1894). — Paris, Gauthiers-Villars et fils, 1896; 1 vol. in-18.

Archives des Sciences physiques et naturelles de Genève. — T. XXXIII, 1896; in-8°.

Archives d'Électricité médicale, expérimentale et clinique. — Publiées par J. Bergonié, 4e année, 1896; 1 vol. in-8°.

Astronomical Society of the Pacific (publications of the). — T. VII, 1896; nos 46 à 49 et 52 et 53; in-8°.

Astrophysical Journal, an International Review of Spectroscopy and Astronomical Physics (Chicago). — Vol. IV et vol. V, 1896; in-8°.

Astronomical, Magnetical and Meteorological Observations made at the Royal Observatory, Greenwich in the year 1893. — London, 1896. 1 vol. in-4°.

Beiblätter zu den Annalen der Physik und Chemie. — Band XX, 1896; in-8°.

Boletin de la Sociedad nacional de mineria de Santiago de Chile. — T. VII, année 1896 ; in-4°.

Boletin mensual del Observatorio meteorologico del Colegio Pio de Villa Colon. — Montevideo, année 1896, 1 vol. in-8°.

Bulletin de la Société belge d'Électriciens. — T. XIII, année 1896; in-8°.

Bulletin de la Société française de Minéralogie. — T. XIX, année 1896; in-8°.

Bulletin de la Société internationale des Électriciens. — Année 1896, in-8°.

Bulletin de la Société nationale d'encouragement pour l'Industrie nationale. — T. X, 4e série, 1896; in 4°.

Bulletin de la Société philomatique de Paris. — Compte rendu sommaire des séances, 1896; in-8°.

Bulletin de la Société vaudoise des Sciences naturelles. — 3e série, vol. XXXII, année 1896; in-8°.

Bulletin de l'Association des Ingénieurs électriciens sortis de l'Institut électrotechnique Montefiore. — 2e série, année 1896; in-8°.

Bulletin international de l'Académie des Sciences de Cracovie. — Année 1896; in-8°.

Comptes Rendus hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences. — t. CXXII et CXXIII, 1896; in-4°.

Digest of Physical Tests and Laboratory Pratice a resume of Practical (The) Test made in the Laboratories of the World. — Published quaterly by Frederick A. Riehlé, Philadelphie. Pa. U. S. A. vol. I. Nos 1 à 3, 1896. Br. in-8°.

Electrician (The). — Vol. XXXIV et XXXV, 1896; in-4°.

Électricien (L'). — Revue internationale de l'Électricité et de ses applications. 2e série, t. VIII; année 1896; in-8°.

Fortschritte der Physik im Jahre 1890, III 1894, I, II, III, et 1895, I, II, III. Dargestellt von der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin; in-8°.

Industrie électrique (l'). — Revue de la Science électrique et de ses applications industrielles, t. V, année 1896; in-4°.

Institut météorologique de Danemark. — Observations météorologiques, magnétiques et hydrométriques de l'île de Danemark dans le Scoresby sound 1891-1892. Faites par l'Expédition danoise sous la direction de M. C. Ryder; 1 vol. in-4°.

– Résumé des observations météorologiques de Copenhague, 1896; par M. V. Villaume-Gantzen. Br. in-8°.

Journal de Physique, théorique et appliquée, fondé par J.-Ch. d'Almeida, et publiée par MM. E. Bouty, A. Cornu, E. Mascart, A. Potier, 3e série, 25e année, t. V, 1896 ; 1 vol. in-8°.

Journal de Physique, Chimie et Histoire naturelle élémentaires. — Publié par M. A. Buguet. 10e année, 1896; 1 vol. in-8°.

Journal and Proceedings of the Royal Society of New South Wales. — Vol. XXIX, 1895 ; 1 vol in-8°.

Journal of the Franklin Institute (The). — T. CXLI et CXLII, 1896 ; in-8°.

Journal de la Société Physico-chimique russe de Saint-Pétersbourg. — T. XXVIII, 1896 ; in-8°.

Journal of the Institution of Electrical Engineers including original, Communications on Telegraphy and Electrical Science. — Vol. XXVI, 1896; in-8°.

Journal of Physical Chemistry (The) (Ithaca). — Vol. nos 1 à 3, 1896 ; in-8°.

Mémoires de la Société d'Émulation du Doubs. — 6e série, IXe vol.; 1894. Besançon, Dodivers et Cie, 1895; 1 vol. in-8°.

Memoirs and Proceedings of the Manchester litterary and philosophical Society. — T. X, année 1895-1896 ; in-8°.

Mémoires et Comptes Rendus des Travaux de la Société des Ingénieurs civils. — 4e série, 49e année, année 1896; in-8°.

Mémorial des Poudres et Salpêtres. — Publié par les soins du Service des Poudres et Salpêtres avec l'approbation du Ministre de la Guerre. Paris, Gauthier-Villars et fils. T. VII, 3e et 4 fasc. 1894 et t. VIII, 1895-1896 ; in-8°.

Memorias y revista de la Sociedad cientifica « Antonio Alzate » (Mexico); t. IX, 1895-96; in-8°.

Ministère de l'Instruction publique. — Revue des Travaux scientifiques, t. XVI, 1896 ; in-8°.

Moniteur industriel. — Vol. XXIII, année 1896 ; in-4°.

Nature (de Londres). — Vol. LIV, 1896; in-4°.

Nederlandsche vereeniging voor electrotechnick. — 1895-1896. I, 1. Notulen der Vergadering von 26 october 1895. — 2. Naamlijat der Leden-Orprichtere (Gedrukte te's-Gravenhage, bij. gebr. Belinfante, voorheen A. D. Schinkel 1896. Br. in-8°).

Nuovo Cimento (II). — 4e série, t. III, et IV, 1896. 2 vol. in-8°.

Philosophical Magazine and Journal of Science. — Fifth series, vol. 41 et 42, 1896, 2 vol. in-8°.

Philosophical Review (The). — A Journal of experimental and theoretical Physics, publié par M. Nichols., t. IV, 1896, in-8°.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt. — Wissenschaftliche Abhandlungen der Physikalisch-technischen Reichsanstalt. Band XI. Berlin. Julius Springer, 1895 ; 1 vol. in-4°.

Proceedings of the Royal Institution of Great Britain. — Vol. XIV, part. I, n° 87, et part. II, n° 88. 2 vol. in-8°.

Proceedings and Transactions of the Nova Scotian Institute of natural of Halifax, Nova Scotia. — Vol. VIII, n° 4, 1893-1894, vol. IX, part. 1, 1894-1895, et part. 2. 1895-1896. in-8°.

Proceedings of the Physical Society of London. — Vol. XIII, 1895, et vol. XIV, 1896 ; in-8°.

Proceedings of the American Academy of Arts and Science. — New series, vol. XXI, whole series, vol. XXIX, May 1893-May 1894 ; New series, vol. XXII, whole series, vol. XXX, May 1894-May 1895 et new series, vol. XXIII, wholes series, vol XXXI, May 1895-May 1896 ; in-8°.

Proceedings of the American Philosophical Society held at Philadelphia for promoting useful knowledge. — Vol. XXXIII, XXXIV, et n° 150 à 152 du vol. XXXV (1894-1896) ; in-8°.

Proceedings of the Royal Society. — Vol. LX et LXI, 1896 ; in-8°.

Proceedings of the Royal Society of Edinburgh. —

Publications of the Lick Observatory. — Meteors and Sunsets observed by the astronomers of the Lick observatory in 1893-1894 and 1895. — Contributions from the Lick observatory, n° 5. — A.-S. Johnston, Sacramento, 1895. 1 vol. in-8°.

Revue générale des Sciences pures et appliquées. — Publiée par M. Louis Olivier, 7e année, 1896, in-4°.

Revue industrielle (la). — Année 1896; in-4°.

Revue des Questions scientifiques. — Publiée par la Société scientifique de Bruxelles. T. VII à X, 1895-1896; in-8°.

Revue de Physique et de Chimie et de leurs Applications industrielles. — Publiée sous la direction scientifique de M. Schützenberger. 1re année, n° 1, 1896. In-8°.

Revue générale internationale scientifique, littéraire et artistique. — N° 1, 1896. Paris, Ollendorff, 1896.

Royal Institution of Great Britain. — Weekly evening Meeting. friday, June 5 1896. In-8°.

Scientific Proceedings of the Royal Dublin Society (The). — Vol. VIII, part. 3 et 4 1894-95; in-8°.

Scientific Transactions of the Royal Dublin Society (The). — Vol. V, part. 6 à 12; in-4°.

Smithsonian Institution. — Annual Report of the Board of Regents of the Smithsonian Institution showing the operations, expenditures, and condition of the Institution to July 1894. — Washington, Government Printing office, 1894; 1 vol. in-8°.

Société nationale d'Encouragement pour l'Industrie nationale. — Procès-verbaux des séances. Année 1896; in-8°.

Technology quarterly and Proceedings of the Society of Arts. — Vol. VIII, 1895 et vol. IX, 1896. In-8°.

Transactions of the Royal Society of Edinburgh. — Vol. XXXVII, part. 1 et 2, 1893; 2 vol. in-4°.

Transactions of the Wisconsin Academy of Science, arts and letters. — Vol. X, 1894-1895; 1 vol. in-4°.

United States Coast and Geodetic Survey. — Bulletin, nos 32, à 35, 1895-1896, in-4°.

United States Coast and Geodetic Survey. — Report 1894, part. II. Washington, Governement printing office. 1 vol. in-8°.

Verhandlungen der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin. Jahrg. 15; 1896.

Arnaudeau (A.). — Projet de table de triangulaires de 1 à 100.000, suivie

d'une table de réciproque des nombres, à cinq chiffres, de 1 à 100.000, et d'une table de sinus et tangentes naturels variant de 30° en 30°, de 0° à 90°, avec texte explicatif. Paris, Gauthier-Villars et fils, 1896.

Bagard (**Henri**). — Sur les forces électromotrices thermoélectriques entre deux électrolytes et le transport électrique de la chaleur dans les électrolytes (Thèse). Paris, Gauthier-Villars et fils, 1894; in-4°.

Bandsept (**A.**). — Brûleurs auto-mélangeurs-atomiseurs pour combustions intensives. Bruxelles, J. Aynaud aîné, 1894-1895; in-8°.

Beaulard (**F.**). — Sur le pouvoir inducteur spécifique du verre. (Extr. *Journal de Physique*, 3e série, t. IV, 1895.) In-8°.

Benoit (**J.-René**) et **Guillaume** (**Ch.-Éd.**). — Nouvelle détermination des mètres-étalons du Bureau international des Poids et Mesures. (Extr. *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures ;* t. XI, 1895.) Br. in-4°.

— Mètres prototypes et étalons. 2e mémoire (Ext. *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*, t. XI, 1895.) Br. in-4°.

Blondel (**André**). — La détermination de l'intensité moyenne sphérique des sources de lumières. (Extr. de l'*Eclairage électrique.*) Paris, Carré, 1895; in-8°.

— L'éclairage public par les lampes à arc. I. Théorie de l'éclairage public. II. Utilisation, diffusion et distribution de la lumière. (Extr. du *Génie civil.*) Paris, 1895; in-8°.

Bouty (**E.**). — Sur les flammes chantantes et les flammes sensibles. (Extr. du *Journal de Phys.*, septembre 1896.) In-8°.

— Sur les flammes sensibles et les lentilles acoustiques. (Extr. des *Annales de la Fac. des Sc. de Toulouse ;* t. X, 1896.) In-4°.

Brunhes (**Bernard**). — Sur le principe d'Huygens et sur quelques conséquences du théorème de Kirchhoff. (Extr. *Travaux et Mémoires de la Faculté de Lille*). Paris, Gauthier-Villars et fils, 1895 ; In-8°.

Chauveau (**A.-B.**). — Methods and instruments of precision for the Study of atmospheric Electricity. (Extr. *The Report of the Chicago Meteorological Congress, August.* 1893 ; br. in-8°.

Cinelli (**M.**). — Ricerche sperimentali sul massimo di densità di alcune soluzioni acquose e sull'azione del corpo disciolto sulle proprietà del solvente. (Extr. *Nuovo Cimento*, série 4, vol. III ; 1896.) Br. in-8°.

— Nota sopra la diffrazione della luce per aperture praticate sopra superfici curva. (Extr. *Nuovo Cimento*, série 4, vol. I ; 1895.) Br. in-8°.

Colnet d'Huart. — Les équations de la théorie de l'électricité et de la lumière de Maxwell et celle de la théorie des courants de M. Boltzmann,

déduite de six équations qui régissent l'équilibre contraint d'une molécule. (Extr. des *Publications de l'Institut grand-ducal du Luxembourg*, section des Sciences naturelles et mathématiques.) Luxembourg, Léon Bück, 1895, in-8°.

Cornu (**A.**). — Étude expérimentale des vibrations transversales des cordes. (Extr. *C. R. de l'Académie;* t. CXXI, 1895.) In-4°.

Cotton (**A.**). — Recherches sur l'absorption et la dispersion de la lumière par les milieux doués du pouvoir rotatoire (Thèse). Paris, Gauthier-Villars et fils, 1896. In-8°.

Couette (**Maurice**). — Réflexion et réfraction du son. (Congrès scientifique d'Angers, 1895.) Angers, Germain et G. Grassin, 1895. In-8°.

Culmann (**P.**). — Ueber die durch die schwächsten Felder erzeugte magnetisirung des Eisens. (Extr. *Annalen der Physik und Chemie*, Band LVI, 1895.) Br. in-8°.

Curie (**P.**). — Propriétés magnétiques des corps à diverses températures (Thèse). Paris, Gauthier-Villars et fils, 1895. In-8°.

Damien (**B.-C.**) et **Paillot** (**R.**). — Traité de manipulations de physique. Paris, G. Masson, 1896, 1 vol. in-8°.

D'Ocagne (**Maurice**). — Note sur la machine à résoudre les équations de M. Torres. Paris. (Extr. Le Génie civil, 1896.) Br. in-8°.

Dommer (**F.**). — L'incandescence par le gaz et le pétrole. — L'acétylène et ses applications. Paris, B. Tignol, 1896. 1 vol. in-8°.

Deniker (**J.**). — Bibliographie des Travaux scientifiques (Sciences mathématiques, physiques et naturelles), publiée par les Sociétés savantes de la France, sous les auspices du Ministère de l'Instruction publique. T. I, 1re livraison. Paris, Imprimerie Nationale, 1895. 1 vol. in-4°.

Fermat (**Œuvres de**), publiées par les soins de MM. Paul Tannery et Charles Henry, sous les auspices du Ministère de l'Instruction publique, t. III. Paris, Gauthier-Villars et fils, 1896. 1 vol. in-4°.

Figuier (**A.**). — Excès d'intensité ou courant initial dans les piles voltaïques. (Extr. des *Procès-verbaux de la Société des Sciences physiques et naturelles de Bordeaux*, séance du 11 juillet 1895.) Bordeaux, G. Gounouilhou. 1896, br. in-8°.

— Recherches sur l'affinité chimique. (Extr. *Mémoire de la Société des Sciences physiques et naturelles de Bordeaux.*) Bordeaux, G. Gounouilhou. 1896, br. in-8°.

Fleury (**Émile**). — Guide annuaire général des Industries, gaz, eaux, électricité, 1896. (Paris, A. Dubuisson, 1896.) 1 vol. in-8°.

Foussereau (**G.**). — Leçons de Physique. — Optique. 1er et 2e fascicules. — Paris, Société d'Éditions scientifiques. 1896, 2 vol. in-8°.

Freundler (**P.**). — Sur les variations du pouvoir rotatoire dans la série tartrique et le pouvoir rotatoire des corps dissous (Thèse). Paris, Gauthier-Villars et fils, 1894. In-8°.

Goldhammer (**D.-A.**). — Einige Bemerkungen über die Natur der X-Strahlen. (Extr. *Ann. der Phys. und Chem.*, Band 57, 1896.) Br. in-8°.

— Bemerkungen über die analytische Darstellung des periodischen Systems der Elemente. (Extr. *Zeitschrift für anorg. Chemie*, Band XII, 1896). Br. in-8°.

Gramont (**Arnaud de**). — Analyse spectrale directe des minéraux (Thèse). Paris, Gauthier-Villars et fils, 1895. In-8°.

Guillaume (**Ch.-Ed.**). — Les radiations nouvelles. — Les rayons X et la photographie à travers les corps opaques. (1re et 2e édition, Paris, Gauthier-Villars et fils, 1896.) 2 vol. in-8°.

Hantzsch (**A.**). — Précis de Stéréochimie, traduction française, publiée par M. Ph.-A. Guye et M. M. Gautier, avec une note additionnelle de M. A. Werner. Paris, G. Carré, 1896, 1 vol. in-8°.

Hillairet (**A.**). — Les transmissions électriques dans les ateliers. (Extr. du *Bulletin de la Société d'Encouragement pour l'Industrie nationale*, décembre 1895.) Br. in-8°.

Houllevigue (**L.**). — De l'influence de l'aimantation sur les phénomènes thermoélectriques (Thèse). Paris, Gauthier-Villars et fils, 1895. In-8°.

Hurmuzescu (**D.**). — Nouvelle détermination du rapport *v* entre les unités électrostatiques et électromagnétiques. (Thèse. Paris, Gauthier-Villars et fils, 1896. Br. in-4°.

Institut de France. — Discours prononcés, le 18 octobre 1895, aux funérailles du baron Larrey. Paris, May et Motteroz, 1895. In-8°.

Jamin (**J.**). — Cours de physique de l'École Polytechnique. 1er supplément par M. Bouty : Chaleur, acoustique, optique. Paris, Gauthier-Villars et fils, 1896. 1 vol. in-8°.

Kapoustine (**Th.**). — I. Influence de la pesanteur sur quelques propriétés des gaz (en russe.) Br. in-8°.

— II. Influence des forces électriques et magnétiques sur la pression et le volume des gaz (en russe.) Br. in-8°.

Lavenir (**A.**). — Sur la variation des propriétés optiques dans les mélanges de sels isomorphes (Thèse). Paris, Gauthier-Villars et fils, 1894. In-8°.

Lebedew (**Peter**). — Ueber die Doppelbrechung der Strahlen electrischer Kraftr. (Ext. *Ann. der Phys. und Chem.*, Band 56, 1895.) In-8°.

— Ueber Messungen der Dielectricitälsconstanten der Dämpfe und über die Mossotti-Clausius'-sche Theorie der Dielectrica. (Extr. *Ann. der Phys. und Chem.*, Band 54, 1891.) In-8°.

— Ueber die abstossende Kraft Strahlender Körper. (Extr. *Ann. der Phys. und Chem.*, Band 54, 1892.) In-8°.

Lefebvre (J.). — Éclairage. — Éclairage électrique. (Encyclopédie des Aide-Mémoire.) Paris, Gauthier-Villars et fils, Masson et Cie, 1896, 1 vol. petit in-8°.

Lippich (F.). — Dreitheiliger Halbschatten-Polarisator. (Extr. *Akad. der Wissenschaften in Wien.*, Bd. CV, 1896.) Br. in-8°.

Luggin (H.). — Ueber die Polarisationserscheinungen an dünnen Metallmembranen. (Extr. *Ann. der Phys. und Chem.*, Band, 56, 1895.) Br. in-8°.

— Ueber die kapillarelektrischen Erscheinungen. (Extr. *Zeitschrift für Phys. Chemie*, XVI, 1895.) Br. in-8°.

— Zwei weitere Versuche über die Polarisation dünner Metallmembranen. Eine Entgegnung gegen Hrn. Arons. (Extr. *Ann. der Phys. und Chem.*, Band. 57, 1896.) Br. in-8°.

Lussana (Silvio). — Ricerche sperimentali sul calore specifico dei gas. (memoria seconda). (Extr. *Nuovo Cimento*, 4e série, vol. III, 1896.) Br. in-8°.

— Sulla propagazione dei raggi Röntgen. (Extr. *della R. Accademia dei fisiocritici di Siena*, 1896.) In-8°.

— Sopra un metodo per la misura della velocita di propagazione dei raggi Röntgen. (Extr. *Atti della R. Accademia dei Fisiocritici di Sienna.*) 1896, br. in-8°.

— Una esperienza da Scuola sulla diatermaneita. (Extr. *Nuovo Cimento*, série 4, vol. III). 1896, br. in-8°.

— Contributo allo studio della resistenza elettrica delle soluzioni considerata come funzione della pressione e della temperatura. (Ext. *Nuovo Cimento*, série 4, vol. II, 1895.) Br. in-8°.

— Influenza della pressione sulla temperatura del massimo di densitā dell'acqua e delle soluzioni acquose. (Extr. *Nuovo Cimento*, série 4, vol. II, 1895.) Br. in-8°.

Lussana e (S.) et **Cinelli** (M.). — Sulla propagazione dei raggi Röntgen. (Extr. *Atti della R. Accademia dei Fisiocritici di Sienna*, série VI, vol. VIII.) 1896, br. in-8°.

Macé de Lépinay (J.). — Sur la détermination de la masse du décimètre cube d'eau distillée, privée d'air, au maximum de densité. (Extr. *Comptes Rendus de l'Acad. des Sciences*, 20 mars 1896.) In-4°.

— Influence de la capillarité sur les pesées hydrostatiques. (Extr. *Journal de Phys.*, 3e série, t. V, 1896). In-8°.

— Sur les changements de phase par diffraction. (Extr. *Journal de Phys.*, 3e série, t. V, 1896.) In-8°.

Maneuvrier (Georges). — Nouvelle méthode de détermination du rapport $\frac{C}{c}$ pour l'air et d'autres gaz (Thèse). Paris, Gauthier-Villars et fils, 1895. In-4°.

Mathias (E.). — Sur l'étude calorimétrique complète des liquides saturés. (Extr. des *Ann. de la Fac. des Sciences de Toulouse*, t. X, 1896.) In-4°.

Metz (G. de). — Photographie à l'intérieur du tube de Crookes (en russe). 1896, br. in-8°.

— Transmission de l'énergie à distance en Europe et en Amérique (conférence) (en russe). 1896, br. in-8°.

— Note historique sur la machine d'Atwood (en russe). 1896, br. in-8°.

— Photographie à l'intérieur du tube de Crookes. (Extr. des *Comptes Rendus de l'Ac. des Sciences*, 10 août 1896.) In-4°.

Ministère de l'Instruction publique et des Beaux-Arts. — Comité des travaux historiques et scientifiques. — Comptes Rendus du Congrès des Sociétés savantes de Paris et des départements, tenu à la Sorbonne en 1896. — Section des sciences. — Paris, Imp. Nationale, 1896. 1 vol. in-8°.

Moëssard (P.). — La Topographie. (Encyclopédie scientifique des Aide-Mémoire.) Paris, Gauthier-Villars et fils, 1895. 1 vol. petit in-8°.

Moureaux (Th.). — Déterminations magnétiques faites en France pendant l'année 1893. (Extr. *Ann. du Bureau central météorologique.*) Paris, Gauthier-Villars et fils, 1896. Br. in-4°.

— Déterminations magnétiques faites en France pendant l'année 1894. (Extr. *Ann. du Bureau central météorologique.*) Paris, Gauthier-Villars et fils, 1896. Br. in-4°.

Paulsen (Adam). — Régime magnétique de l'île de Bornholm. (Extr. du *Bull. de l'Acad. royale des Sciences et des Lettres de Danemark.* Copenhague, pour l'année 1896.) In-8°.

Pellat (H.). — Polarisation et optique cristalline. Leçons professées à la Sorbonne en 1895, rédigées par MM. Duperray et Gallotti. Paris, G. Carré, 1896, 1 vol. in-8°.

Perreau (F.). — Étude expérimentale de la dispersion et de la réfraction des gaz (Thèse). Paris, Gauthier-Villars et fils, 1895. In-4°.

Peschard (Albert). — Etudes sur l'orgue électrique. — Perfectionnements au système électro-pneumatique. Paris, Larousse, 1896. In-8°.

Pigeon (Léon). — Recherches chimiques et calorimétriques sur quelques combinaisons haloïdes du platine (Thèse). Paris, Gauthier-Villars et fils, 1893. In-8°.

Poincaré (A.). — Année météorologique: 1883. — Diagrammes des hauteurs barométriques moyennes des secteurs de 10° de la zone 10° à 30° N. à midi 13. Paris, in-4°.

Ponsot (A.). — Recherches sur la congélation des solutions aqueuses étendues (Thèse). Paris, Gauthier-Villars et fils, 1896. Br. in-8°.

Rey (Jean). — Eclairage des côtes. — Notice sur les feux-éclairs à l'huile et à l'électricité, suivie d'un tarif descriptif des appareils construits par MM. Sautter, Harlé et Cie. Paris, 1896. 1 vol. in-4°.

Schaeberle (J.-M.). — Report on the total eclipse of the sun, observed at Mina Bronces, Chile on april 16, 1893. (Extr. *Contributions from the Lick observatory* n° 4). Sacramento, A.-J. Johnston, 1895. In-8°.

Sokolow (A.-P.). — Experimentelle Untersuchungen über die Electrolyse des Wassers. (Extr. *Ann. der Phys. und Chem.*, Band, 58, 1896.) In-8°.

Stackelberg (Ed. Frhr. v.). — Versuche uber die Abhängigkeit der Löslicheit vom Druck. (Extr. *Bull. de l'Acad. Imp. des Sciences de Saint-Pétersbourg*, 5e série, t. IV, n° 2, 1896). Br. in-4°.

— Ueber die Lösungswärme des Chlornatriums. (Extr. *Zeitschrift für physikalische Chemie*, XX, 2, 1896.) Br. in-8°.

Thompson (Silvanus-P.). — Ocean Telephony. London. George Tucker. 1893. Br. in-8°.

— Notes on Rotatory-field Motors (Extr. *The Electrician*. Nov. 1894. Br. in-8°.

— Cantor Lectures on the Arc Light. (Extr. *Society for the Encouragement of Arts, Manufactures and Commerce. London. William Trounce.*) 1895. Br. in-8°.

Université de Lausanne. — Index bibliographique de la Faculté des Sciences. Publications des professeurs et privat-docents avec une notice sur l'Histoire et l'organisation actuelle de la Faculté des Sciences. — Lausanne, Ch. Viret-Genton, 1896. Br. in-8°.

Aubel (Edm. Van). — Sur les densités et les indices de réfraction des mélanges de l'aldéhyde ou de l'acétone avec l'eau. (Extr. *Journal de Phys.*, 3e série, t. IV, 1895.) In-8°.

Aubel (Edm. Van) et **Paillot (R.).** — Relations entre les conductibilités électriques et thermiques des alliages. (Extr. *Journal de Phys.*, 3e série, t. IV, 1895.) In-8°.

Van der Mensbrugghe (**G**.). — Sur les phénomènes constatés dans la couche superficielle d'un liquide. (Bruxelles, F. Hayez, 1895.) Br. in-8°.

— Quelques exploits d'une particule d'air. — Discours prononcé dans la séance publique de la classe ès sciences de l'Académie royale de Belgique, le 14 décembre 1805. Bruxelles, F. Hayez, 1895. Br. in-8°.

Vandevyver (**L. N**.). — Un nouvel aéromètre. (Extr. *Arch. des Sciences Phys. et Nat.*, t. XXXIV, 1895.) Br. in-8°.

Vial (**Paulin**). — Causeries et réflexions sur l'électricité en 1895. Voiron en Dauphiné, Auguste Mollaret, 1896. Br. in-8°.

Villard (**Paul**). — Étude expérimentale des hydrates de gaz (Thèse). Paris, Gauthier-Villars et fils, 1896. In-8°.

Ville d'Angers. — Congrès scientifique à l'occasion de l'Exposition nationale de 1895. Angers, Germain et G. Grassin, 1895, 1 vol. in-8°.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

LISTE DES MEMBRES.

ANNÉE 1897.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE,

44, RUE DE RENNES, 44.

(1897.)

BUREAU.

MM. BECQUEREL, *Président*.
BENOÎT (René), *Vice-Président*.
PELLAT, *Secrétaire général*.
JANET, *Secrétaire*.
WEISS (G.), *Vice-Secrétaire*.
GAY (J.), *Archiviste-Trésorier*.

CONSEIL.

Membres résidants :		*Membres non résidants :*	
MM. BOUDRÉAUX.	1895.	MM. DUHEM (Bordeaux).	1895.
CURIE (P.).		MESLIN (Montpellier).	
CANET.		MONTEFIORE (Levi) (Bruxelles).	
POINCARÉ (A.).		WIEDEMANN (E.) (Erlangen).	
BERTIN.	1896.	DVOŘÁK (Agram).	1896.
VOISENAT.		JOUBIN (Besançon).	
MANEUVRIER.		MATHIAS (Toulouse).	
DE LA TOUANNE.		OUMOFF (Moscou).	
CHAPPUIS (J.).	1897.	BATTELLI (Pise).	1897.
FAVÉ.		BRUNHES (Dijon).	
POINCARÉ (L.).		DELAUNAY (Novo-Alexandria).	
SERRÉ-GUINO.		GOSSART (Bordeaux).	

ANCIENS PRÉSIDENTS.

1873.	MM. FIZEAU.
1874.	BERTIN.
1875.	JAMIN.
1876.	QUET.
1877.	BECQUEREL (Ed.).
1878.	BLAVIER.
1879.	BERTHELOT.
1880.	MASCART.
1881.	CORNU.
1882.	GERNEZ.
1883.	JANSSEN.
1884.	POTIER.
1885.	MAREY.
1886.	SEBERT.
1887.	WOLF.
1888.	ROMILLY (de).
1889.	MASCART.
1890.	MALLARD.
1891.	FRIEDEL.
1892.	VIOLLE.
1893.	LIPPMANN.
1894.	JOUBERT.
1895.	CAILLETET.
1896.	BOUTY.

MM. ALMEIDA (d'), *Secrétaire général, Fondateur* (1873-1880).
JOUBERT, *Secrétaire général honoraire* (1880-1890).
NIAUDET, *Trésorier-Archiviste honoraire* (1875-1882).
MAURAT, *Trésorier-Archiviste honoraire* (1883-1890).

MEMBRES HONORAIRES (1).

MM. **STOKES** (**G.-G.**), Professeur à l'Université de Cambridge (Angleterre).

KELVIN (**Sir William Thomson, Lord**), F. R. S., Professeur à l'Université de Glasgow (Ecosse).

BELL (**Alex. Graham**), de Washington (Etats-Unis).

BERTHELOT (**M.**), Sénateur, Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences.

JANSSEN (**J.**), Membre de l'Institut.

BERTRAND (**J.**), Membre de l'Académie Française, Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences.

ROWLAND (**H.-A.**), Professeur à l'Université Johns Hopkins, à Baltimore (Etats-Unis).

CORNU (**M.-A.**), Membre de l'Institut.

MASCART (**E.-E.-N.**), Membre de l'Institut.

DONATEURS (2).

	fr.
COMPAGNIE DES CHEMINS DE FER DU MIDI (Baron d'EICHTHAL)	2 000
COMPAGNIE DES SALINS DU MIDI	1 000

---

(1) *Membres honoraires décédés* :

MM.	A. Becquerel.	1874-78.
	V. Regnault.	1876-78.
	Secchi.	1876-78.
	Billet.	1876-82.
	Plateau.	1880-83.
	Jamin.	1882-86.
	Edlund.	1884-88.
	Broch.	1878-89.
	Joule.	1878-89.
	Hirn.	1890-90.
	Ed. Becquerel.	1882-91.
	Fizeau.	1873-96.

Extrait des Statuts. Art. IV. — Le titre de Membre honoraire est conféré comme un hommage et une distinction particulière à des physiciens éminents de la France et de l'Etranger.

Les Membres honoraires ont voix délibérative dans les séances de la Société et du Conseil. Ils sont nommés par la Société à la majorité des voix, sur la présentation du Conseil.

Il ne peut en être nommé plus de deux chaque année.

Leur nombre est de dix au plus.

(2) Les noms des personnes qui auront donné à la Société une somme supé-

MM.	**ANONYME** (pour aider à la publication des Mémoires).	5 000
	GUEBHARD, agrégé à la Faculté de Médecine de Paris (pour l'amélioration de la Bibliothèque)............	10 000
	ANONYME (pour aider à la publication du volume des constantes).......................................	5 000
	JENNESSON, Principal de Collège (Legs)............	500
	ANONYME (Solde des comptes de la Société chez MM. Gauthier-Villars et fils).......................	5 547,50
	BISCHOFFSHEIM, Membre de l'Institut..............	1 500
	SAUTTER et **LEMONNIER**, Une machine dynamo.	
	ANONYME...	1 000
	JEUNET, Ancien Professeur au Lycée d'Angoulême ...	500
	ROTHSCHILD (Baron Edmond de)...................	300

MEMBRES A VIE (1).

MM. * D'ABBADIE, Membre de l'Institut.

ABRAHAM (Henri), Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 64, rue Richer.

* ABRIA, Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

* D'ALMEIDA, Inspecteur général de l'Instruction publique, Secrétaire général de la Société.

ALVERGNIAT, Constructeur d'instruments de physique, 10, rue de la Sorbonne.

AMAGAT, Correspondant de l'Institut, Répétiteur à l'École polytechnique, 34, rue Saint-Lambert.

ANGOT, Météorologiste titulaire au Bureau central météorologique, 12, avenue de l'Alma.

ARNOUX (René), Ingénieur civil, 16, rue de Berlin.

ARSONVAL (Dr D'), Membre de l'Institut, Professeur au Collège de France, 28, avenue de l'Observatoire.

AUBERT, Professeur au Lycée Condorcet, 139, rue de Rome.

BABINSKI, Ingénieur civil des Mines, 170 *bis* boulevard Haussmann.

BAILLE, Répétiteur à l'École polytechnique, 26, rue Oberkampf.

BAUME PLUVINEL (comte de la), 7, rue de la Baume.

---

rieure ou égale à 500 francs resteront inscrits, avec le chiffre de la donation, immédiatement après les Membres honoraires, et avant les Membres à vie, sous le titre de DONATEURS. Les membres à vie pourront acquérir ce titre en ajoutant une somme de 300 francs à leur souscription perpétuelle. (Décision du Conseil du 1er décembre 1891.)

(1) Les Membres résidants ou non résidants sont libérés de toute cotisation moyennant un versement unique de 200 francs ou quatre versements de 50 francs pendant quatre années consécutives. Les sommes versées pour rachat des cotisations sont placées en valeurs garanties par l'Etat, et leur revenu seul peut être employé aux besoins de la Société. (STATUTS. Art. III, dernier paragraphe.)

(*) Membres décédés.

MM. BARDY, Directeur du Laboratoire central des Contributions indirectes, 32, rue du Général-Foy.

BANDSEPT, Ingénieur, 58, chaussée de Wavre, à Bruxelles (Belgique).

BARON, ancien Directeur à l'Administration des Postes et des Télégraphes, 64, rue Madame.

BECQUEREL (Henri), Membre de l'Institut, 6, rue Dumont d'Urville.

BENOÎT (René), Directeur du Bureau international des Poids et Mesures, au Pavillon de Breteuil, à Sèvres.

BERTIN, Directeur du matériel au Ministère de la Marine.

BIENAYMÉ, Inspecteur général du Génie maritime en retraite, à Toulon.

BISCHOFFSHEIM (Raphaël-Louis), Membre de l'Institut, 3, rue Taitbout.

BJERKNES (Wilhelm), chargé de Cours à l'Université de Stockholm (Suède).

* BLAVIER, Inspecteur général des Télégraphes, Directeur de l'École supérieure de Télégraphie.

BLONDEL, Ingénieur des Ponts et Chaussées, Professeur à l'École des Ponts et Chaussées, 2, boulevard Raspail.

BLONDIN, Professeur au Collège Rollin, 171, rue du Faubourg-Poissonnière.

BLONDLOT, Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 8, quai Claude-le-Lorrain, à Nancy.

BOITEL, Professeur au Lycée Lakanal, 9, route de l'Hay, à Bourg-la-Reine.

BORDET (Lucien), ancien Inspecteur des Finances, ancien élève de l'École polytechnique, Administrateur de la Cie des forges de Châtillon et de Commentry, 181, boulevard Saint-Germain.

BOURGEOIS (Léon), Dr ès sciences, Répétiteur à l'Ecole polytechnique, 1, boulevard Henri IV.

BOUTY, Professeur à la Faculté des Sciences, 9, rue du Val-de-Grâce.

BRANLY, Professeur à l'École libre des Hautes-Études scientifiques et littéraires, 21, avenue de Tourville.

* BRÉGUET (Antoine), Ancien Élève de l'École Polytechnique.

BREWER, Constructeur d'instruments pour les Sciences, 76, boulevard Saint-Germain.

BRILLOUIN, Maître de Conférences à l'École normale supérieure, 31, boulevard de Port-Royal.

* BRION, Professeur au Lycée Saint-Louis.

BRISSE (Ch.), 18, rue Vauquelin.

BROCA (Dr André), ancien élève de l'École polytechnique, Préparateur de Physique à la Faculté de Médecine, 7, cité Vaneau.

BRUNHES (Bernard), Chargé de Cours à la Faculté des Sciences de Dijon.

* BUCHIN, Ingénieur électricien.

* CABANELLAS, Ingénieur électricien.

CADOT, Professeur au Lycée de Douai.

CAILHO, Ingénieur des Télégraphes, 6, square du Croisic.

MM. Canet, Directeur de l'Artillerie des forges et chantiers de la Méditerranée, 3, rue Vignon.

Carpentier, Ancien Élève de l'École Polytechnique, Constructeur d'instruments de Physique, 34, rue du Luxembourg.

Carvallo, Examinateur d'admission à l'École polytechnique, 1, rue de Courty.

Caspari, Ingénieur hydrographe de la Marine, 30, rue Gay-Lussac.

Cauro (Joseph), Ancien Élève de l'École polytechnique, 4, rue Sophie-Germain.

Chabaud (Victor), Constructeur d'instruments de Physique, 58, rue Monsieur le Prince.

Chancel (Félix), Ingénieur des Arts et Manufactures, 34, rue Saint-Jacques, à Marseille.

Chautard, Doyen honoraire de la Faculté libre des Sciences de Lille, au château de la Chapelle, par Croissanville (Calvados).

Chauveau, Ancien Élève de l'École normale supérieure, Météorologiste adjoint au Bureau central, 51, rue de Lille.

Chaves (Antonio Ribeiro), 116, rua do Ouvidor, à Rio de Janeiro (Brésil).

* Chervet, Professeur au Lycée Saint-Louis.

Claverie, Censeur du Lycée Condorcet.

Colardeau (Emmanuel), Professeur au Collège Rollin, 29, avenue Trudaine.

Compagnie des Chemins de fer du Midi, 54, boulevard Haussmann.

Compagnie des Salins du Midi, 84, rue de la Victoire.

Contal, Préparateur de Physique au Collège Rollin, 12, avenue Trudaine.

Coppet (de), 41, villa Irène, à Nice.

Cornu, Membre de l'Institut, 9, rue de Grenelle.

Culmann (Paul), Docteur ès sciences, Weinbergstrasse, 82, à Zurich (Suisse).

Curie (Pierre), Docteur ès sciences, Chef des travaux de Physique à l'École de Physique et de Chimie industrielles de la Ville de Paris, 13, rue des Sablons, à Sceaux.

Dambier, Professeur au Collège Stanislas.

Defforges (le Lieutenant-Colonel G.), détaché à l'État-Major général du Ministère de la Guerre, 41, boulevard de la Tour-Maubourg.

Delebecque, Ingénieur des Ponts et Chaussées, à Thonon.

Dollfus (Eugène), Chimiste, fabricant d'indiennes, 1, rue Schlumberger, à Mulhouse (Alsace).

Drouin (Félix), 5, rue Descombes.

* Duboscq (Jules), Constructeur d'instruments de Physique.

Duclaux, Membre de l'Institut, Directeur de l'Institut Pasteur, 35 *ter*, rue de Fleurus.

Duclos, Ancien Directeur d'École normale à Cérisols, par Sainte-Croix de Volvestre (Ariège).

Dufet, Maître de Conférences à l'École normale supérieure, Professeur au Lycée Saint-Louis, 35, rue de l'Arbalète.

MM. Dumoulin-Froment, Constructeur d'instruments de précision, 85, rue Notre-Dame-des-Champs.

Dybowski, Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 16, rue Rottembourg.

Engel, Professeur à l'Ecole centrale, 35, avenue de Breteuil.

Faivre-Dupaigre, Professeur au Lycée Saint-Louis, 95, boulevard Saint-Michel.

Favé, Ingénieur hydrographe, 1, rue de Lille.

Fernet, Inspecteur général de l'Instruction publique, 23, avenue de l'Observatoire.

Fontaine (Hippolyte), Ingénieur électricien, 52, rue Saint-Georges.

Foussereau, Secrétaire de la Faculté des Sciences, 56, boulevard de Port-Royal.

Friedel, Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 9, rue Michelet.

Galimard, Ancien Pharmacien de 1re classe, à Flavigny-sur-l'Ozerain (Côte-d'Or).

Gall (Henry), Directeur de la Société d'électro-chimie, 42, rue de Clichy.

Gariel (C.-M.), Membre de l'Académie de Médecine, Professeur à la Faculté de Médecine, 6, rue Edouard-Detaille.

Gascard (A.), Professeur à l'École de Médecine, Pharmacien des hôpitaux, 14, rue d'Alsace-Lorraine, à Rouen.

Gauthier-Villars, Libraire-Éditeur, 13, rue Singer.

Gay (Jules), Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 16, rue Cassette.

Gayon, Professeur à la Faculté des Sciences, Directeur de la Station agronomique, 41, rue Permentade, à Bordeaux.

Gernez, Maître de conférences à l'École normale supérieure, 18, rue Saint-Sulpice.

Godard (Léon), Docteur ès sciences, 82, boulevard Saint-Germain.

Godefroy (l'abbé), Ancien Professeur de Chimie à l'Institut catholique.

Godron (H.), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 52, quai du Mont-Riboudet, à Rouen.

Goloubitzky, Collaborateur de la Société des Amis des Sciences de Moscou, à Kalouga Faroussa (Russie).

* Gotendorf (Silvanus).

Gouré de Villemontée, Professeur au Lycée Buffon, 31, rue de Poissy.

Gramont (Arnaud de), Docteur ès sciences, 81, rue de Lille et au Vignal par Pau.

Gray (Robert Kaye), Ingénieur électricien de l'India Rubber, Gutta and telegraph works Co limited, à Londres (Angleterre).

Grosseteste (William), Ingénieur, 11, rue des Tanneurs, à Mulhouse (Alsace).

Grouvelle, Ingénieur, Professeur à l'École centrale, 18, avenue de l'Observatoire.

Guébhard (Dr Ad.), Agrégé de Physique de la Faculté de Médecine, à Saint-Vallier de Thiey (Alpes-Maritimes).

MM. * Hugo (Comte Léopold).

Husson (Léon), Contrôleur du câble télégraphique, à Haïphong (Tonkin).

Infreville (Georges d'), Électricien de la *Western Union Telegraph*. Expert de la *National Bell Telephone C°*, 110, Liberty Street, New-York (États-Unis).

* Jamin, Membre de l'Institut.

Janet (Paul), Chargé de cours à la Faculté des Sciences, Directeur du Laboratoire central d'électricité, 180, boulevard Saint-Germain.

Javal, Membre de l'Académie de Médecine, Directeur du Laboratoire d'Ophtalmologie à la Sorbonne, 52, rue de Grenelle.

Javaux (Émile), Directeur de la Société des *Ateliers Gramme*, 33, rue Clavel.

* Jennesson, Ancien Principal.

Jénot, Professeur honoraire au Collège Rollin, 17, rue Caulaincourt.

Jeunet, Professeur honoraire, 15, avenue de la Défense de Paris, Puteaux (Seine).

Jobin (A), Ancien Élève de l'École polytechnique, successeur de M. Laurent, 21, rue de l'Odéon.

Joly, Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, 2 *bis*, square du Croisic.

Joubert, Inspecteur général de l'Instruction publique, 67, rue Violet.

Kerangué (Yves de), Capitaine en retraite, à Kernouël, près Paimpol (Côtes-du-Nord).

Kœchlin (Horace), Chimiste, 16, rue Masséna, à Lyon.

Krouchkoll, Docteur ès sciences, et Docteur en médecine, Chef des Travaux pratiques de Physique à la Faculté des Sciences, 6, rue Édouard-Detaille.

Lacour, Ingénieur civil des Mines, 60, rue Ampère.

Laurent (Léon), Ancien constructeur d'instruments d'optique, 21, rue de l'Odéon.

Lapresté, Professeur au Lycée Buffon, 7, rue Charlet.

Laviéville, Inspecteur de l'Académie de Paris, Sous-Directeur des études au Lycée Saint-Louis.

Le Bel, Ancien Président de la Société chimique, 25, rue Franklin.

Leblanc, Ancien Élève de l'École polytechnique, 63, allée du Jardin-Anglais, au Raincy.

Lechat, Professeur honoraire du Lycée Louis-le-Grand, 4, rue de Calais.

Le Chatelier (André), Ingénieur des Constructions navales, 25, cours Gambetta, à Lyon.

Le Chatelier (Henry), Ingénieur des Mines, Professeur de Chimie générale à l'École des Mines, 73, rue Notre-Dame-des-Champs.

Le Chatelier (Louis), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 95, rue de Rennes.

Le Cordier (Paul), chargé de Cours à la Faculté des Sciences, 3, place Lecoq, à Clermont-Ferrand.

MM. Leduc, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 1, rue Michelet.

Lefebvre (Pierre), Professeur au Lycée, 34, rue de Bellaing, à Douai.

Lemoine (E.), Ancien Élève de l'École polytechnique, 5, rue Littré.

* Lemonnier, Ancien Élève de l'École polytechnique.

Lemström (Selim), Professeur de Physique à l'Université de Helsingfors (Finlande).

Lequeux, Ingénieur des Arts et Manufactures, 64, rue Gay-Lussac.

Leroy, Professeur au Lycée Michelet, 245, boulevard Raspail.

Lespiault, Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

* Létang (Paul), Ingénieur électricien.

Limb, Ingénieur, Docteur ès sciences, Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences, 43, rue de Lyon.

Lippmann, Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 10, rue de l'Éperon.

Lyon (Gustave), Ancien Élève de l'École polytechnique, Ingénieur civil des Mines, 24 *bis*, rue Rochechouart.

Macé de Lépinay, Professeur à la Faculté des Sciences, 105, boulevard Longchamps, à Marseille.

Mach (Dr E.), Professeur de Physique à l'Université de Vienne (Autriche).

* Mallard, Membre de l'Institut, Inspecteur général des Mines, Professeur de Minéralogie à l'École des Mines.

Maneuvrier, Directeur-Adjoint du Laboratoire des Recherches (Physique) à la Sorbonne.

Macquet (Auguste), Ingénieur au corps des Mines, Professeur à l'École des Mines du Hainaut, à Mons (Belgique).

Martin (Ch.), rue de Bonneval, à Chartres.

Mascart, Membre de l'Institut, Professeur au Collège de France, 176, rue de l'Université.

Masson (G.), Libraire-Éditeur, 120, boulevard Saint-Germain.

Maurat, Professeur honoraire du Lycée Saint-Louis, à Rochecorbon (Indre-et-Loire).

Menier (Henri), 8, rue de Vigny.

Meslin, Chargé de Cours à la Faculté des Sciences de Montpellier.

Mestre, Ingénieur à la Cie des Chemins de fer de l'Est, 168, rue Lafayette.

* Meyer (Bernard), Ingénieur des Télégraphes.

Molteni, Ingénieur-Constructeur, 44, rue du Château-d'Eau.

* Moncel (comte du), Membre de l'Institut.

Montefiore (Lévi), Sénateur, Ingénieur, Fondateur de l'Institut électrotechnique, à Liège.

Moser (Dr James), Privat-Docent à l'Université, viii, Laudongasse, 25, à Vienne (Autriche).

Muirhead (Dr Alexandre F. C. S.), 3, Elm Court. Temple E. C. Londres.

Nerville (de), Ingénieur des Télégraphes, 39, rue de Ponthieu.

Nogué (Émile), Attaché à la maison Pellin-Duboscq, 138, rue d'Assas.

MM. * Niaudet, Ingénieur civil.
Ogier (Jules), Docteur ès sciences, Chef du Laboratoire de Toxicologie, 1, quai d'Orsay.
Ollivier (A.), Ingénieur civil, 51, boulevard Beaumarchais.
Palmade, Professeur au Lycée de Bordeaux.
Palmade, Capitaine du Génie, adjoint au Commandant de l'École du Génie, à Versailles.
Palvidès (Démosthènes), Docteur en Médecine, 14, rue Cadet.
Pellat, Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, 3, avenue de l'Observatoire.
Pérard (L.), Professeur à l'Université, 101, rue Saint-Esprit, Liège (Belgique).
* Pérot, Dessinateur et Graveur.
Pérot (Alfred), Professeur d'Électricité industrielle à la Faculté des Sciences, 119, boulevard Longchamps, à Marseille.
Perreau, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Nancy.
Picou (R. V.), Ingénieur des Arts et Manufactures, 41, rue Saint-Ferdinand.
Piltschikoff (Nicolas), Professeur à l'Univesité d'Odessa (Russie).
Poincaré (A.), Inspecteur général des Ponts et Chaussées, 14, rue du Regard.
Poincaré (Lucien), Chargé de Cours à la Faculté des Sciences, 17, rue d'Assas.
Pollard (Jules), Ingénieur de la Marine, 28, rue Bassano.
Popp (Victor), Administrateur-Directeur de la Compagnie des horloges pneumatiques, 54, rue Étienne-Marcel.
Potier, Membre de l'Institut, Ingénieur en chef des Mines, 89, boulevard Saint-Michel.
Poussin (Alexandre), Ingénieur, chef du contrôle de la Société normande d'électricité, 7, rue Henri-Barbot à Rouen.
Pupin (Dr), Secrétaire de la Faculté de Médecine de Paris.
Puyfontaine (Comte de), 34, avenue Friedland.
Raffard (N.-J.), Ingénieur, 5, avenue d'Orléans.
Raymond, Ingénieur principal des messageries maritimes à la Ciotat.
* Raynaud, Directeur de l'École supérieure de Télégraphie.
Renault, Licencié ès sciences physiques, 25, rue Brézin.
Ribière (Charles), Ingénieur des Ponts et Chaussées (Service des phares), 13, rue de Siam.
* Rigout (A.), Docteur en Médecine.
Rivière, Professeur au Lycée Saint-Louis, 123, boulevard Montparnasse.
Rodde (Ferd.), 61, rue Rochechouart.
Rodde (Léon), rua do Ouvidor, 107, à Rio de Janeiro (Brésil).
Rodocanachi (Emmanuel), 54, rue de Lisbonne.
Roger, Chef d'institution honoraire, 7, rue Faustin-Hélie.
Romilly (Félix de), 25, avenue Montaigne.
Romilly (Paul de), Ingénieur en Chef des Mines, 7, rue Balzac.
Rothschild (Baron Edmond de), 41, rue du Faubourg-Saint-Honoré.

MM. Rozier (F.), Docteur en Médecine, 19, rue du Petit-Pont.

Sainte-Claire Deville (Émile), Ingénieur à la Compagnie du gaz, 12, rue Alphonse-de-Neuville.

* Sainte-Claire Deville (Henri), Membre de l'Institut.

* Salet, Maître de conférences à la Faculté des Sciences.

Schwedoff, Professeur à l'Université d'Odessa (Russie).

Sebert, Membre de l'Institut, Général d'Artillerie de Marine, Administrateur des forges et chantiers de la Méditerranée, 14, rue Brémontier.

Seligmann-Lui, Sous-Inspecteur des Télégraphes, 103, rue de Grenelle.

Serpollet, Ingénieur, 27, rue des Cloys.

* Spottiswoode (W.), Président de la Société royale de Londres.

Strauss, Chef du Génie, 16, boulevard de la Liberté, à Gap.

Street (Charles), Ingénieur des Arts et Manufactures, 60, boulevard Haussmann.

Teploff, Colonel du Génie impérial russe, rue Vladimirskaïa, 15, Maison Friederichs, Saint-Pétersbourg (Russie).

Termier, Ingénieur des Mines, Professeur à l'École nationale des Mines, 71, rue Claude-Bernard.

* Terquem, Professeur à la Faculté des Sciences, à Lille.

* Thollon, Physicien à l'Observatoire de Nice.

Thomas, Professeur à l'École supérieure des Sciences d'Alger.

Thouvenel, Professeur au Lycée Charlemagne, 9, rue des Arènes.

Touanne (de la), Ingénieur des Télégraphes, 8, rue de Tournon.

Troost, Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 84, rue Bonaparte.

Tuleu, Ingénieur, 58, rue Hauteville.

Vagniez (Édouard), à Amiens.

* Van den Kerchove, Sénateur, Gand (Belgique).

Vaschy, Ingénieur des Télégraphes, Répétiteur à l'École polytechnique, 68, avenue Bosquet.

Vautier (Théodore), Professeur adjoint de Physique à la Faculté des Sciences, 30, quai Saint-Antoine, à Lyon.

* Verrier (J.-F.-G.).

Villiers (Antoine), Agrégé à l'École de Pharmacie, 30, avenue de l'Observatoire.

Violle, Membre de l'Institut, Professeur au Conservatoire des Arts et Métiers, Maître de Conférences à l'École normale supérieure, 89, boulevard Saint-Michel.

Wallon (E.), Professeur au Lycée Janson de Sailly, 24, rue de Saint-Pétersbourg.

* Varren de la Rue, Correspondant de l'Institut.

Weiss (Dr Georges), Ingénieur des Ponts et Chaussées, Professeur agrégé de Physique à la Faculté de Médecine, 20, avenue Jules-Janin.

Weiss (Pierre), Docteur ès sciences, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Rennes.

Werlein (Ivan), Constructeur d'instruments d'Optique, 8, rue d'Ulm.

MM. WEYHER, Ingénieur, Administrateur-Directeur de la Société centrale de Construction de machines, 36, rue Ampère.
WUNSCHENDORFF, Ingénieur des Télégraphes, 92, rue de Rennes.
WYROUBOFF, Docteur ès sciences, 20, rue Lacépède.

BASSÉE (Jules-Charles), Constructeur d'instruments de Physique, 92, rue de Bondy.
BORDÉ (Paul), Ingénieur opticien, 29, boulevard Haussmann.
CARIMEY, Professeur au Lycée Saint-Louis.
* CHABRY (Dr L.), Docteur ès sciences.
CHAIRY, Professeur au Lycée Janson de Sailly, 60, rue du Ranelagh.
DIOT, Professeur au Lycée Condorcet, 72, rue Nollet.
FOVEAU DE COURMELLE (Dr), 26, rue de Châteaudun.
* GAUDIN, Ancien Élève de l'École polytechnique.
GÉRARD (Anatole), Ingénieur électricien, 16, rue des Grandes-Carrières.
GINSBERG (Alexandre), Collaborateur scientifique de la maison Krauss Cie, 8, rue d'Albouy.
KNOLL, Préparateur de Physique au Lycée Louis-le-Grand.
KORDA (Désiré), Ingénieur du Service électrique de la Compagnie de Fives, Lille, 64, rue Caumartin.
KOROLKOFF (Alexis), Lieutenant-Colonel d'Artillerie russe, Professeur de Physique à l'Académie d'Artillerie de Saint-Pétersbourg (Russie).
MARIE, Préparateur de Physique au Lycée Charlemagne.
MASSIN, Ingénieur des Télégraphes au dépôt de l'administration des Postes et Télégraphes.
MAURAIN (Charles), Agrégé, préparateur au Collège de France.
MERGIER (Dr), Préparateur des Travaux pratiques de Physique à la Faculté de Médecine de Paris, 27, avenue d'Antin.
MICHEL (Auguste), Constructeur d'instruments de Physique, 92, rue de Bondy.
OUMOFF (Nicolas), Professeur de Physique à l'Université de Moscou (Russie).
TIMIRIAZEFF, Professeur à l'Université et à l'Académie Agronomique de Moscou (Russie).

LISTE DES MEMBRES DE LA SOCIÉTÉ.

MM.

ABRAHAM (Henri), Professeur au Lycée Louis-le-Grand.

ADAM (Étienne), Professeur au Lycée, 32, rue du Téméraire à Nancy.

ALBERT (Fernand), Professeur au Collège de Pontoise, 4, rue de la Terrasse, à Créteil.

ALBERTOTTI (Guiseppe), Professeur d'oculistique à l'Université de Modène (Italie).

ALLUARD, Professeur honoraire à la Faculté des Sciences, 22 *bis*, place de Jaude, Clermont-Ferrand.

ALVERGNIAT, Constr. d'instruments de Physique, 10, rue de la Sorbonne.

AMAGAT, Correspondant de l'Institut, Répétiteur à l'École polytechnique, 34, rue Saint-Lambert.

AMET (E.), aux usines Saint-Hubert, à Sézanne (Marne).

ANDRÉ (Ch.), Professeur à la Faculté des Sciences, Directeur de l'Observatoire de Lyon.

ANGOT, Météorologiste titulaire au Bureau central météorologique, 12, avenue de l'Alma.

ANTHONISSEN (Joseph), 21, rue Hauteville.

APPERT (Louis), Ingénieur des Arts et Manufactures, Ingénieur verrier, 50, rue de Londres.

ARBEZ (Léon), Industriel à Oyonnax (Ain).

ARGYROPOULOS, Professeur de Physique, à Athènes (Grèce).

ARMAGNAT, Ingénieur, 20, rue Delambre.

ARNOUX (René), Ingénieur civil, 16, rue de Berlin.

ARNOYE (Léon), Professeur au Lycée, 40, rue Gasseras, à Montauban.

ARSONVAL (Dr d'), Membre de l'Institut, Professeur au Collège de France, 28, avenue de l'Observatoire.

ARTH, Chargé d'un Cours de Chimie industrielle à la Faculté des Sciences de Nancy.

ARTHAUD, Chef des travaux histologiques au Laboratoire de Physiologie générale du Muséum, 6, rue Berthollet.

ATTAINVILLE (d'), Docteur en Médecine, 7, rue Brunel.

AUBERT, Professeur au Lycée Condorcet, 139, rue de Rome.

AUBRY, Professeur au Lycée d'Annecy.

AUDIBERT, Professeur au Collège, allées Paul Riquet, à Béziers.

AUPAIX (Charles), Professeur au Lycée, 16, place Terre-au-Duc, à Quimper.

BABINSKI (Henri), Ingénieur civil des Mines, 170 *bis*, boulevard Haussmann.

BABLON, 42, rue Boulard.

BAGARD, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Dijon.

BAILLAUD (B.), Doyen honoraire de la Faculté des Sciences, Directeur de l'Observatoire de Toulouse.

MM.

BAILLE, Répétiteur à l'École polytechnique, 26, rue Oberkampf.

BAILLY (Léon), Professeur agrégé de Physique en retraite, 19, rue Tran à Pau.

BANDSEPT, Ingénieur, 58, chaussée de Wavre, à Bruxelles (Belgique).

BANET-RIVET (P.), Professeur au Lycée Saint-Louis, 4, rue de Siam.

BARBIER (Paul), Ingénieur 129, avenue de Villiers.

BARDEL, Libraire, à Évreux.

BARDY, Directeur du Laboratoire central de l'Administration des Contributions indirectes, 32, rue du Général-Foy.

BARON, Directeur à l'Administration des Postes et Télégraphes, 64, rue Madame.

BARY (Paul), Ingénieur électricien, 5, rue Gay-Lussac.

BASSÉE (Jules-Charles), Constructeur d'instruments de Physique, 92, rue de Bondy.

BASSET, Professeur au Lycée de Bourges.

BASSOT, Membre de l'Institut, Colonel du Génie, Chef de la Section de Géodésie au Service géographique de l'armée, 16, rue Chauveau-Lagarde.

BASTIDE, Employé au Secrétariat de la Faculté des Sciences de Paris.

BATTELLI (Angelo), Professeur à l'Université de Pise (Italie).

BAUDOT, Inspecteur-Ingénieur des lignes télégraphiques, 6, rue Mayet.

BAUME PLUVINEL (Comte Aymar de la), 7, rue de La Baume.

BEAULARD (Fernand), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 4, rue du Docteur-Bailly, à Grenoble.

BÉCORDEL (H. de), Receveur principal, à Grasse.

BECQUEREL (Henri), Membre de l'Institut, Professeur à l'École polytechnique, 6, rue Dumont-d'Urville.

BÉDART, Professeur agrégé de Physiologie à la Faculté de Médecine de Lille.

BÉDOREZ, Inspecteur d'Académie, Directeur de l'Enseignement primaire du département de la Seine.

BEGHIN (Auguste), Professeur à l'École nationale des Arts industriels, 50, rue du Tilleul, à Roubaix.

BEL (Edgar), Professeur au Lycée d'Oran (Algérie).

BELL (Alexander Graham), 1331, Connecticut Ave., Washington D. C. (U. S. A.).

BELLE (Gaston), Ministre plénipotentiaire, 15, avenue Kléber.

BELLATI (Manfredo), Professeur de Physique technique à l'École des Ingénieurs, à l'Université de Padoue (Italie).

BENAVIDES (Francisco da Fonseca), Professeur à l'Institut industriel de Lisbonne (Portugal).

BENOIST (L.), Professeur au Lycée Henri IV, 62, rue Monge.

BENOIT (René), Docteur ès sciences, Directeur du Bureau international des Poids et Mesures, au pavillon de Breteuil, Sèvres.

BERGERON (J.), Docteur ès sciences, Sous-Directeur du Laboratoire de Géologie à la Faculté des Sciences, 157, boulevard Haussmann.

BERGET (Alphonse), Docteur ès sciences, attaché au Laboratoire des recherches physiques à la Sorbonne, 16, rue de Vaugirard.

BERGON, Ancien Directeur au Ministère des Postes et des Télégraphes, 56, rue Madame.

MM.

BERGONIÉ, (Dr), Professeur de Physique à la Faculté de Médecine, 6 *bis*, rue du Temple, à Bordeaux.

BERNARD (Alfred), Professeur au Lycée de Cahors.

BERNARD, Professeur au Collège d'Ajaccio.

BERNARD (L.), Professeur au Lycée, 4, rue Perreira, à Orléans.

BERSON, Professeur au Lycée Buffon, 15 rue Guy-de-la-Brosse.

BERTHELOT, Sénateur, Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences, 3, rue Mazarine.

BERTHELOT (Daniel), Docteur ès sciences, Préparateur à la Faculté des Sciences, 3, rue Mazarine.

BERTIN, Directeur des Constructions navales au Ministère de la Marine, 8, rue Garancière.

BERTIN Professeur à l'École normale de la Grande Sauve (Gironde).

BERTIN-SANS (Dr Henri), Chef des Travaux pratiques de Physique à la Faculté de Médecine, 8, rue de la Merci, à Montpellier.

BERTRAND (J.), Membre de l'Académie française, Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences, 4, rue de Tournon.

BERTRAND (A.-L.), Chef de Bataillon du Génie, attaché à la Section technique du Génie au Ministère de la Guerre, 8, rue Saint-Dominique.

BESANÇON (M.-J.), Professeur à l'École Turgot et à l'École supérieure du Commerce.

BESOMBES (Noël), Directeur des Postes et Télégraphes des Hautes-Alpes, à Gap.

BESSON (Léon), Ancien Officier de Marine, Sous-Chef de l'Exploitation à la Compagnie générale transatlantique, 6, rue Aubert.

BÉTOUX (Victor), Professeur au Lycée, 41, boulevard Carnot, à Toulouse.

BIBLIOTHÈQUE DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DES MINES.

BIBLIOTHÈQUE DES FACULTÉS, à Caen.

BIBLIOTHÈQUE UNIVERSITAIRE DE LILLE.

BIBLIOTHÈQUE ROYALE DE BERLIN.

BICHAT, Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 1 *bis*, rue des Jardiniers, à Nancy.

BIDAUX (Maurice), Pharmacien de 1re classe, à Chaville.

BIENAYMÉ, Inspecteur général du Génie maritime, en retraite, 14, rue du Revel, à Toulon.

BIGET (Albert), Percepteur des Contributions directes, à Charmes (Vosges).

BISCHOFFSHEIM (Raphaël-Louis), Membre de l'Institut, 3, rue Taitbout.

BJERKNES (Vilhelm), Chargé de Cours à l'Université de Stockholm (Suède).

BLAREZ (le Dr), Professeur à la Faculté de Médecine et de Pharmacie, 3, rue Gouvion, à Bordeaux.

BLOCH (Salvator), Professeur au Lycée de Versailles, 40, rue de Tocqueville.

BLONAY (Roger de), 23, rue La Rochefoucauld.

BLONDEL, Ingénieur des Ponts et Chaussées, Professeur à l'École des Ponts et Chaussées, 2, boulevard Raspail.

BLONDIN, Prof. au Collège Rollin, 171, rue du Faubourg-Poissonnière.

BLONDLOT (R.), Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 8, quai Claude-le-Lorrain, à Nancy.

MM.

BLUMBACH (**Theodor**), Membre de la Chambre centrale des poids et mesures de l'Empire de Russie, Perspective de Zabalkousky à Saint-Pétersbourg (Russie).

BOBILEFF, Professeur de Mécanique à l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

BOCAT (**l'abbé**), Licencié ès sciences Physiques, Professeur au Collège Saint-François-de-Salles, rue Vannerie, à Dijon.

BOISARD (**Louis**), Professeur au Lycée Carnot, 129, avenue de Wagram.

BOITEL, Professeur au Lycée Lakanal, 5, route de l'Hay, à Bourg-la-Reine.

BONAPARTE (**Prince Roland**), 10, avenue d'Iéna.

BONAVITA, Professeur au Lycée de Bastia.

BONETTI (**L.**), Constructeur électricien, 69, avenue d'Orléans.

BONIOL, Professeur de Mathématiques, 108, avenue des Ternes.

BORDÉ (**Paul**), Ingénieur, Opticien, 29, boulevard Haussmann.

BORDENAVE (**L.**), Ingénieur à l'usine Ménier, à Noisiel-sur-Marne.

BORDET (**Lucien**), Ancien Élève de l'École polytechnique, ancien Inspecteur des Finances, Administrateur de la Compagnie des forges de Châtillon et Commentry, 181, boulevard Saint-Germain.

BORDIER (Dr **Henri**), Médecin électricien, 39, rue Thomassin, à Lyon.

BORGMANN, Professeur à l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

BOUANT, Professeur au Lycée Charlemagne.

BOUASSE (**Henri**), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Toulouse.

BOUCHER (**Ch.**), Préfet des Études au Collège Chaptal, 45, boulevard des Batignolles.

BOUCHEROT (**Paul**), Ingénieur de la Société des établissements Weyher et Richemond, 14, rue du Goulet, à Noisy-le-Sec (Seine).

BOUDRET (**Eugène**), Professeur au Lycée d'Agen.

BOUDRÉAUX (**Édouard**), Conservateur des collections de Physique à l'École polytechnique, 4, rue Clovis.

BOUDRÉAUX (**Léon**), Propriétaire et Directeur des Ateliers de Galvanoplastie, 8, rue Hautefeuille.

BOUIC, Professeur de Mathématiques au Lycée d'Angers.

BOULANGER (**Julien**), Commandant du Génie, Chef du Dépôt central de Télégraphie militaire, 25, boulevard du Montparnasse.

BOULOUCH (**R.**), Professeur au Lycée de Bordeaux.

BOURGAREL, Professeur au Lycée de Grenoble.

BOUGEOIS (**Léon**), Docteur ès-sciences, Répétiteur à l'École polytechnique, 1, boulevard Henri IV.

BOUSQUET (**E.**), Directeur de l'École normale de Nice.

BOUTAN, Inspecteur général honoraire de l'Instruction publique, à Miremonde, par Terraube (Gers).

BOUTET DE MONVEL, Professeur honoraire de l'Université, 5, rue des Pyramides.

BOUTY, Professeur à la Faculté des Sciences, 9, rue du Val-de-Grâce.

BOZZOLA (**l'abbé J.-B.**), Professeur au Séminaire de Padoue (Italie).

BRACHET (**Henri**), Ingénieur électricien, 3, quai Fulchiron, à Lyon.

MM.

BRANLY (E.), Professeur à l'École libre des Hautes-Études scientifiques et littéraires, 21, avenue de Tourville.

BRAUN (Gaston), 43, avenue de l'Opéra.

BREWER (William J.), Constructeur d'instruments pour les sciences, 76, boulevard Saint-Germain.

BRIEU (Georges), Prof. à l'École normale, 11, rue Aubarède, à Périgueux.

BRILLOUIN (Marcel), Maître de Conférences à l'École normale supérieure, 31, boulevard de Port-Royal.

BRISAC, Ingénieur de l'éclairage à la Compagnie parisienne du gaz, 7 *bis*, rue de l'Aqueduc.

BRISSE (Charles), 18, rue Vauquelin.

BROCA (Dr André), Ancien Élève de l'École polytechnique, Préparateur de Physique à la Faculté de Médecine, 7, cité Vaneau.

BROUQUIER (l'abbé), Directeur du petit Séminaire de Toulouse.

BROWNE (H.-V.), Représentant de la Compagnie Direct Spanish Telegraph, à Marseille.

BRUNEL, Lieutenant au 5e régiment d'Artillerie, 23, rue Mégerand, à Besançon.

BRUNHES (Bernard), chargé de Cours à la Faculté des Sciences, 84, rue Berbisey, à Dijon.

BUCQUET (Maurice), Président du *Photo-Club de Paris*, 12, rue Paul-Baudry.

BUDDE (Dr E.), Klopstockstrasse, 53, à Berlin. N.W. (Allemagne).

BUGUET (Abel), Professeur au Lycée, 43, rue de la République, à Rouen.

BUISSON (Maxime), Chimiste.

CADENAT, Professeur au Collège de Saint-Claude.

CADIAT, Ingénieur, 5, boulevard Morland.

CADOT (Albert), Professeur au Lycée de Douai.

CAILHO, Ingénieur des Télégraphes, 111, rue Mozart.

CAILLETET (L.-P.), Membre de l'Institut, 75, boulevard Saint-Michel.

CAILLOL DE PONCY, Professeur à l'École de Médecine, 8, rue Clapier, à Marseille.

CALMETTE, Professeur au Prytanée militaire de la Flèche.

CAMICHEL (Ch.), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Lille.

CANCE, Ingénieur électricien, 9, rue de Rocroy.

CANET (Gustave-Adolphe), Directeur de l'Artillerie des Forges et Chantiers de la Méditerranée, 3, rue Vignon.

CARIMEY, Professeur au Lycée Saint-Louis.

CARPENTIER, Ancien Élève de l'École polytechnique, Constructeur d'instruments de Physique, 34, rue du Luxembourg.

CARRÉ (F.), Professeur au Lycée Michelet, 9, rue des Croisiers, à Caen.

CARVALLO (E.), Examinateur d'admission à l'École polytechnique, 1, rue de Courty.

CASALONGA, Ingénieur civil, 11, rue des Déchargeurs.

CASPARI (E.), Ingénieur hydrographe de la Marine, Répétiteur à l'École polytechnique, 30, rue Gay-Lussac.

MM.

CASTEX (Edmond), Agrégé des Facultés de Médecine, chargé de Cours à l'École de Médecine de Rennes.

CAURO (Joseph), Ancien Élève de l'École polytechnique, 6, rue Lunain.

CAVAILLÉ-COLL, Facteur d'orgues, 15, avenue du Maine.

CAVIALE (V.), Professeur de Physique à l'École normale, 49, avenue de Saint-Cloud, à Versailles.

CAVAILLÈS, Préparateur de Physique au Lycée de Nice.

CAZES (Laurent), Répétiteur général au Lycée Saint-Louis, 36, rue Notre-Dame-des-Champs.

CHABAUD (Victor), Constructeur d'instruments de précision, 58, rue Monsieur le Prince.

CHABERT (Léon), Ingénieur électricien, 93, rue Jouffroy.

CHABRERIE, Principal du Collège de Treignac (Corrèze).

CHABRIÉ (Camille), Docteur ès sciences, 13, rue Bara.

CHAIR, Professeur au Collège d'Auxerre.

CHAIRY, Professeur au Lycée Janson de Sailly.

CHAMBERT (Paul), rue de la Manufacture, à Châteauroux.

CHANAL, Professeur au Lycée de Reims.

CHANCEL (Félix), Ingénieur des Arts et Manufactures, 34, rue Saint-Jacques, à Marseille.

CHAPPUIS (James), Professeur à l'École centrale, 5, rue des Beaux-Arts.

CHAPPUIS (Pierre), attaché au Bureau international des Poids et Mesures, au Pavillon de Breteuil, à Sèvres.

CHARDONNET (le comte de), Ancien Élève de l'École polytechnique, 20, place de l'État-Major, à Besançon, et 43, rue Cambon, à Paris.

CHARLE, Professeur au Collège de la Rochefoucauld (Charente).

CHARPENTIER (Dr A.), Professeur à la Faculté de Médecine, 6, rue du Manège, à Nancy.

CHARPY (G.), Docteur ès-sciences, 13, rue de la Cerisaie.

CHARTRAND, Docteur en Médecine, Professeur à l'Université de Montréal (Canada).

CHASSAGNY, Professeur au Lycée Janson de Sailly.

CHASSY, Professeur à la Faculté libre des Sciences, à Lyon.

CHATELAIN (Michel), Professeur de Physique à l'École supérieure des Mines, à St-Pétersbourg (Russie).

CHAUMAT, Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences, 4, rue Bertrand.

CHAUSSEGROS, Ingénieur, Chef de traction au Chemin de fer, 3, place Jussieu.

CHAUTARD, Doyen honoraire de la Faculté libre des Sciences de Lille, à la Villa Saint-Marc, par Croissanville (Calvados).

CHAUVEAU, Ancien Élève de l'École normale supérieure, Météorologiste adjoint au Bureau central, 51, rue de Lille.

CHAVES (Antonio Ribeiro), 116, rua do Ouvidor, à Rio de Janeiro (Brésil).

CHENEVIER, Directeur du Laboratoire de la Compagnie des Chemins de fer du Midi, 46, rue Millière, à Bordeaux.

CHEVALLIER (Henry), Préparateur à la Faculté des Sciences, 61, rue Clément, à Bordeaux.

MM.

CHIBOUT, Ingénieur, Constructeur d'appareils de chauffage, 36, rue Notre-Dame-des-Champs.

CHISTONI (**Ciro**), Professeur à l'Université de Modène (Italie).

CHUDEAU, Chargé de Cours à la Faculté des Sciences de Besançon.

CHWOLSON (**Oreste**), Professeur à l'Université Impériale, Wassili Ostrow, 8, ligne, Maison n° 19, Log. n° 5, à Saint-Pétersbourg (Russie).

CLAUDE, Ingénieur, 2, rue de Bérulle, à Saint-Mandé (Seine).

CLAVEAU, Professeur au Lycée, 13, rue amiral Linois, à Brest.

CLAVERIE, Censeur du Lycée Condorcet, 65, rue Caumartin.

CLÉMENT (**Louis**), 18, rue Louis-le-Grand.

COLARDEAU (**P.**), Professeur au Lycée de Lille.

COLARDEAU (**Emmanuel**), Professeur au Collège Rollin, 29, avenue Trudaine.

COLLIN (**Th.**), Professeur au Lycée d'Alger.

COLLANGETTES (R. **Père**), Professeur à l'Université Saint-Joseph, à Beyrouth (Syrie).

COLLIGNON (**Benoît**), Ancien Élève de l'École polytechnique, Professeur de Mathématiques, 74, rue Jean-Jacques-Rousseau, à Dijon.

COLLOT (**Armand**), Ingénieur des Arts et Manufactures, Constructeur d'Instruments de précision, 8, boulevard Edgar-Quinet.

COLNET D'HUART (**de**), Membre de l'Académie royale de Belgique, ancien Directeur des finances du Grand-Duché de Luxembourg, à Luxembourg.

COLNET D'HUART (**François de**), Docteur ès-sciences, Professeur à l'Athénée, avenue Reinsheim, à Luxembourg (Grand-Duché de Luxembourg).

COLOMAN SZILY DE NAGYSZIGET, 44, rue Jacob.

COLSON (**R.**), Capitaine du Génie, 66 rue de la Pompe.

COLUMBIA UNIVERSITY LIBRARY à New-York (États-Unis).

COMBES (**Charles**), Professeur à l'École de Physique et de Chimie industrielles, 15, rue Bara.

COMBET (**Candide**), Professeur au Lycée de Tunis (Tunisie).

COMBETTE, Inspecteur général de l'Université, 63, rue Claude-Bernard.

COMPAGNIE DES CHEMINS DE FER DU MIDI, 54, boulevard Haussmann.

COMPAGNIE DES SALINS DU MIDI, 84, rue de la Victoire.

CONTAL, Préparateur de Physique au Collège Rollin, 12, avenue Trudaine.

COPPET(**de**), 41, villa Irène, rue Magnan, à Nice.

CORNU, Membre de l'Institut, Professeur à l'École polytechnique, 9, rue de Grenelle.

COTTON (**A.**), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Toulouse.

CORVISY (**A.**), Professeur au Lycée, 75, rue Carnot, à Saint-Omer.

COUETTE (**Maurice**), Docteur ès sciences, Professeur à la Faculté libre des Sciences, 26, rue de la Fontaine, à Angers.

COUPIER, à Saint-Denis-Hors, par Amboise.

COUPIER, Ingénieur des Poudres et Salpêtres, Directeur de la Raffinerie de Saint-Denis, à Marseille.

COURQUIN (**l'abbé**), Professeur de filature à l'École industrielle, 29, rue du Casino, à Tourcoing.

COURTOY, Professeur à l'École vétérinaire, 47, rue Bara, à Bruxelles (Belgique).

MM.

CROIX (Victor), Professeur au Collège communal, avenue du Clos, à Saint-Amand-les-Eaux (Nord).

CROIZIER, Capitaine d'Artillerie de Marine en retraite, 11, rue Monadey, à Bordeaux.

CROVA, Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 14, rue du Carré-du-Roi, Montpellier.

CUÉNOD, Ingénieur-électricien, 10, boulevard Voltaire, à Genève (Suisse).

CULMANN (Paul), Docteur ès sciences, Professeur au Tocnicum de Winterthur Weinbergstrasse 82, à Zurich, (Suisse).

CURIE (Pierre), Dr ès sciences, Chef des Travaux de Physique à l'École de Physique et de Chimie industrielle de la Ville de Paris, 13, rue des Sablons, à Sceaux.

DAGUENET, Professeur au Lycée Hoche, 4, rue Sainte-Victoire, à Versailles.

DAMBIER, Professeur au Collège Stanislas.

DAMIEN, Professeur à la Faculté des Sciences, 49, rue Brûle-Maison, à Lille.

DARZENS, Préparateur de Chimie à l'École polytechnique, 24, rue de la Cerisaie.

DEBRUN (E.-E.), Professeur au Collège de Saint-Flour.

DECHEVRENS (le R. **Père Marc** S. J.), ancien Directeur de l'Observatoire de Zi-Ka-Wei (Chine), à Saint-Hélier, Observatoire Saint-Louis (île Jersey).

DEDET (François), Professeur honoraire de Physique, à Albi.

DEFFORGES (le Lieutenant-Colonel **G.**), détaché à l'État-Major général du Ministère de la Guerre, 41, boulevard de Latour-Maubourg.

DELAUNAY (Nicolas), Professeur de Mécanique à l'Institut d'Agriculture, à Novo-Alexandria, gouvernement Lublin (Russie).

DELAURIER, Ingénieur, 77, rue Daguerre.

DELEBECQUE, Ingénieur des Ponts et Chaussées, à Thonon.

DELEVEAU, Professeur au Lycée, 136, cours Lientaud, à Marseille.

DEMERLIAC (R.), Professeur au Lycée, 30, rue Bretagne, à Caen.

DELPEUCH, Ingénieur de la Compagnie des Chemins de fer de l'Est, 26, rue Pétrelle.

DELVALEZ, Professeur au Lycée de Poitiers.

DE METZ, Professeur à l'Université Saint-Wladimir, 3, rue du Théâtre, à Kiew (Russie).

DEMICHEL, Constructeur d'instruments pour les Sciences, 24, rue Pavée-au-Marais.

DEPREZ (Marcel), Membre de l'Institut, Professeur au Conservatoire national des Arts et Métiers, 23, avenue Marigny, à Vincennes.

DESCHAMPS (Dr Eugène), Professeur de Physique à l'École de Médecine de Rennes.

DESLANDES, Ancien Officier de Marine, 20, rue de la Rochefoucauld.

DESLANDRES, Ancien Élève de l'École polytechnique, 43, rue de Rennes.

DESPRATS (André), Principal honoraire, route de Villenenve à Lons-le-Saunier.

DESROZIERS, Ingénieur civil des Mines, 10, avenue Frochot.

DETAILLE (Charles), Professeur au Lycée, 18, rue Charbonnerie, à Saint-Brieuc.

MM.

DEVAUD, Professeur au Lycée de Marseille.

DEVAUX, Professeur au Lycée de Lorient.

DEVAUX (Henri), Docteur ès sciences, à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

D'HENRY (Louis), 6, boulevard de Port-Royal.

DIDIER (Paul), Docteur ès sciences, Examinateur d'admission à l'École spéciale militaire, 5, rue de la Santé.

DIETRICH (Ch.), Dessinateur et graveur, 3, rue Hautefeuille.

DIERMAN (William), Ingénieur électricien, Directeur de la Société anonyme belge pour l'éclairage et la transmission électrique à grande distance, 27, rue de la Sablonnière, à Bruxelles (Belgique).

DIGEON (J.), Ingénieur-Constructeur, 15, 17 et 19, rue du Terrage.

DINI (Urbain), Ingénieur de la Maison Dumoulin-Froment, 48, rue Gassendi.

DININ (Alfred), Ingénieur des Arts et Manufactures, 152, rue de Jemmapes.

DIOMAR, Professeur au Lycée d'Auch.

DIOT, Professeur au Lycée Condorcet, 72, rue Nollet.

DOIGNON (L.), Ingénieur-Constructeur, successeur de Dumoulin-Froment, 35, rue Notre-Dame-des-Champs.

DOLLFUS (Eugène), Chimiste, fabricant d'indiennes, 32, rue d'Altkirch, à Mulhouse (Alsace).

DOMMER, Professeur à l'École de Physique et de Chimie industrielles de la Ville de Paris, 10, avenue Mac-Mahon.

DONGIER (Raphaël), Agrégé, Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences, 27, rue Gay-Lussac.

DORGEOT (Gabriel), Capitaine d'Artillerie, en garnison à Saint-Servan.

DOUCEUR, Directeur des Postes et Télégraphes, retraité, 42, rue Jouffroy.

DRINCOURT, Professeur au Collège Rollin, 52, rue Condorcet.

DROUIN (Félix), Ingénieur, 100, rue de Courcelles, à Levallois-Perret.

DUBOIS, Professeur au Lycée, 31, rue Cosette, à Amiens.

DUBOIS (René), Professeur à l'École Turgot, 13, rue de Cluny.

DUBOIS (E.-H.), Schillbauerdaunn, 21, à Berlin (Allemagne).

DUBOSQ (Albert), Constructeur d'instruments d'Optique et de précision, 39, quai de la Tournelle.

DUCHEMIN, Ingénieur, 37, boulevard de la Tour-Maubourg.

DUCLAUX, Membre de l'Institut, Directeur de l'Institut Pasteur, 35 *ter*, rue de Fleurus.

DUCLOS, ancien Directeur d'École normale, à Cerisols, par Sainte-Croix-de-Volvestre (Ariège).

DUCOMET, Ingénieur, 7-9, rue d'Abbeville.

DUCOTTÉ, Ingénieur, 3, rue Paganini, à Nice.

DUCRETET, Constructeur d'instruments de Physique, associé de M. Lejeune, 75, rue Claude-Bernard.

DUFET, Maître de Conférences à l'École normale supérieure, Professeur au Lycée Saint-Louis, 35, rue de l'Arbalète.

DUFOUR (Henri), Professeur de Physique à l'Université La Casita, à Lausanne (Suisse).

MM.

DUHEM (**P.**), Professeur à la Faculté des Sciences, 18, rue de la Teste, à Bordeaux.

DUJARDIN (**P.-J.-R.**), Héliographe, 28, rue Vavin.

DUMOULIN-FROMENT, Ancien Constructeur d'instruments de précision, 85, rue Notre-Dame-des-Champs.

DUPERRAY, Professeur au Lycée de Nantes.

DUPONT (**Charles**), Électricien, à Saint-Mihel (Meuse).

DUPRÉ, Inspecteur honoraire de l'Académie, 135 *bis*, avenue de Neuilly, à Neuilly (Seine).

DUSSAUD, Député, Professeur à l'École de Mécanique de la Ville de Genève, 16, rue Dancet à Genève (Suisse).

DUSSY, Professeur au Lycée, 46, rue Saint-Lazare, à Dijon.

DUTER, Professeur au Lycée Henri IV, 16, rue Bertin-Poiré.

DVORAK (Dr **V.**), Professeur à l'Université d'Agram (Autriche-Hongrie).

DYBOWSKI (**A.**), Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 16, rue Rottembourg.

EBEL, Ingénieur en Chef du Secteur électrique des Champs-Élysées, 2, avenue des Ternes.

EDELBERG, Ingénieur opticien, à Kharkoff (Russie).

EGOROFF (**Nicolas**), Professeur de Physique à l'Académie de Médecine de Saint-Pétersboug (Russie).

EGOROFF (**Serge**), Observateur à l'Observatoire de Paulauwsk, près Saint-Pétersbourg (Russie).

EIFFEL (**Gustave**), Ingénieur, 4, rue Rabelais.

ÉLIE (**B.**), Professeur au Collège, 90, rue de la Pointe, à Abbeville.

ENGEL, Professeur à l'École centrale, 35, avenue de Breteuil.

ÉTIENNE (**Louis**), Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées et de la Compagnie P.-L.-M., 50, boulevard Saint-Michel.

FABRY (**Charles**), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 2, place de la Corderie, à Marseille.

FAILLOT, Professeur au Lycée de Nancy.

FAIVRE-DUPAIGRE (**J.**), Professeur au Lycée Saint-Louis, 95, boulevard Saint-Michel.

FAURE (**Camille A.**), Ingénieur, 116, boulevard Richard-Lenoir.

FAVÉ, Ingénieur hydrographe de la Marine, 1, rue de Lille.

FAVARGER, Ingénieur-électricien, à Neuchâtel (Suisse).

FERNET, Inspecteur général de l'Instruction publique, 23, avenue de l'Observatoire.

FERRAS, Professeur au Lycée, 2, place de l'École de Médecine, à Toulouse.

FIGUIER (Dr **Albin**), Professeur à la Faculté de Médecine et de Pharmacie, 17, place des Quinconces, à Bordeaux.

FONTAINE (**Hippolyte**), Ingénieur-électricien, 52, rue Saint-Georges.

FONTAINE, Chimiste, 20, rue Monsieur-le-Prince.

FOURNIER (le Dr **Alban**), à Rambervillers (Vosges).

FOURTEAU, Proviseur du Lycée Janson de Sailly, 106, rue de la Pompe.

FOUSSEREAU, Secrétaire de la Faculté des Sciences, 56, boulevard de Port-Royal.

MM.

FOVEAU DE COURMELLE (le Dr), 26, rue de Châteaudun.

FRICKER (le Dr), 10, rue Duperré.

FRIEDEL (**Ch.**) Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 9, rue Michelet.

FROC (le R. Père), à l'Observatoire de Zi-Ka-Weï, près Chang-Haï (Chine).

FRON, Météorologiste titulaire au Bureau central météorologique, 19, rue de Sèvres.

GAIFFE (**Georges**), Constructeur d'instruments de Physique, 40, rue Saint-André-des-Arts.

GAILLARD, Professeur au Lycée de Brest.

GAIN (**Edmond**), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Nancy.

GALANTE, Constructeur d'instruments de Chirurgie, 2, rue de l'École-de-Médecine.

GALIMARD, Pharmacien de 1re classe, à Flavigny sur l'Ozerain (Côte-d'Or).

GALITZINE (Prince **Boris**), Membre de l'Académie impériale des Sciences, à Saint-Pétersbourg (Russie).

GALL (**Henri**), Directeur de la Société d'Électrochimie, 42, rue de Clichy.

GALLOTTI, Professeur au Lycée de Châteauroux (Indre).

GARBAN, Inspecteur d'Académie, à Alençon.

GARBE, Professeur à la Faculté des Sciences de Poitiers.

GARDET (**Alfred**), Licencié ès sciences, censeur délégué au Lycée de Charleville.

GARÉ (l'abbé), Professeur à l'École Saint-Sigisbert, à Nancy.

GARIEL (**C.-M.**), Membre de l'Académie de Médecine, Professeur à la Faculté de Médecine, 6, rue Édouard-Detaille.

GARNUCHOT, Professeur au Collège, 37, rue Saint-Barthélemy, à Melun.

GASCARD (**A.**), Professeur à l'École de Médecine, Pharmacien des hôpitaux, 14, rue Alsace-Lorraine, à Rouen.

GAUBERT, Horloger-électricien, à Gruissan (Aude).

GAUMONT, Directeur du Comptoir général de Photographie, 17, rue Saint-Roch.

GAUTHIER-VILLARS, Imprimeur-Éditeur, ancien Élève de l'École polytechnique, 13, rue Singer.

GAUTHIER-VILLARS (**Albert**), Imprimeur-Éditeur, ancien Élève de l'École polytechnique, 55, quai des Grands-Augustins.

GAY (**Henri**), Professeur en congé,

GAY (**Jules**), Professeur au Lycée Louis-Le-Grand, 16, rue Cassette.

GAYON, Professeur à la Faculté des Sciences, Directeur de la Station agronomique, 41, rue Permantade, à Bordeaux.

GEITLER (Dr **J. Chevalier** de), Privatdocent à l'Université de Prague (Autriche).

GENDRON (**Rodolphe**), Préparateur de Physique à l'Institut catholique, 6, rue Gassendi.

GENEST (**Eugène**), Professeur à la Faculté libre des Sciences, 38, rue de Brissac, à Angers.

GEORGUIEWSKY (**Nicolas**), rue Schpalernaja, maison, 30, Log. 3, à Saint-Pétersbourg (Russie).

MM.

GÉRARD (Anatole), Ingénieur-électricien, 16, rue des Grandes-Carrières.

GÉRARD (Éric), Professeur à l'Université, Directeur de l'Institut électrotechnique de Montefiore, 43, rue Saint-Gilles, à Liège (Belgique).

GERNEZ, Maître de Conférences à l'École normale supérieure, 18, rue Saint-Sulpice.

GHESQUIER (l'abbé), Professeur à l'Institution Notre-Dame-des-Victoires, 76, rue du Collège, à Roubaix.

GILBAUT, Professeur au Lycée, 31, rue Pargaminières, à Toulouse.

GINSBERG (Alexandre), Opticien, Collaborateur scientifique de la maison Krauss et Cie, 8, rue Albouy.

GIRARD (Charles), Directeur du Laboratoire municipal, 7, rue du Bellay.

GIRARDET, Professeur honoraire au Lycée Saint-Louis, ancien Membre du Conseil supérieur de l'Instruction publique, 90, rue Claude-Bernard.

GIRAULT, Professeur au Collège Chaptal, 8, rue Claude-Pouillet.

GIROUX, Ingénieur-opticien, successeur de M. Roulot, 58, quai des Orfèvres.

GIVERT, Professeur au Lycée de Rennes.

GODART (Léon), Docteur ès sciences, 20, rue Monsieur-le-Prince.

GODART, Professeur au Collège, 9, rue de Lancry, à Compiègne.

GODEFROY (l'abbé **L.**), Ancien Professeur de Chimie à l'Institut catholique.

GODFRIN, Professeur au Lycée, 12, rue André, à Lille.

GODRON (Henri), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 52, quai du Mont-Riboudet, à Rouen.

GODY (G.), Architecte du département des Travaux publics, 15, rue du Viaduc, Bruxelles (Belgique).

GOLAZ (L.), Constructeur d'instruments à l'usage des Sciences, 282, rue Saint-Jacques.

GOLDHAMMER (Démétrius), Professeur de Physique à l'Université de Kasan (Russie).

GOLOUBITZKY (Paul), Collaborateur de la Société des Amis des Sciences de Moscou, à Kalouga Faroussa (Russie).

GORSSE, Professeur au Collège Rollin, 23, rue Truffaut.

GOSSARD (Fernand), Docteur en droit, 15, rue Tronchet.

GOSSART (Émile), Professeur à la Faculté des Sciences, 45, cours d'Albret, à Bordeaux.

GOURÉ DE VILLEMONTÉE, Professeur au Lycée Buffon, 31, rue de Poissy.

GOUY (G.), Professeur à la Faculté des Sciences, 68, rue de la Charité, à Lyon.

GRAJON (A.), Docteur en Médecine, à Vierzon.

GRAMONT (Arnaud de), Docteur ès sciences Physiques, 81, rue de Lille.

GRAU (Félix), Professeur au Lycée de Bar-le-Duc.

GRAY (Robert Kaye), Ingénieur-électricien de l'India-Rubber, Gutta-percha and Telegraph Works C°, Silwertown, Essex, à Londres (Angleterre).

GREFFE (É), Professeur au Lycée de Montpellier.

GRÉHANT (D^r^), Professeur de Physiologie générale ou Muséum, 17, rue Berthollet.

GRELLEY, Directeur de l'École Supérieure du Commerce, 102, rue Amelot.

GREZEL (Louis), Professeur de Physique au Collège d'Autun.

MM.

GRIPON, Professeur honoraire à la Faculté des Sciences, 12, rue du Mont-Thabor, à Rennes.

GRIVAUX, Professeur au Lycée, 16, rue Montbrillant, à Mont-Plaisir, Lyon.

GRIVOLAS (Claude), Ingénieur civil, Administrateur délégué de la Cie française d'Appareillage électrique, 16, rue Montgolfier.

GROGNOT (L.), Chimiste, Essayeur du Commerce, rue du Bourg, à Chantenay-sur-Loire (Maison Chopin) (Loire-Inférieure).

GROOT (le P. **L.-Th. de**), Kerkstraat, 14. Oudenbosch (Hollande).

GROSSETESTE (William), Ingénieur civil, 11, rue des Tanneurs, à Mulhouse (Alsace).

GROUVELLE, Ingénieur, Professeur à l'École centrale, 18, avenue de l'Observatoire.

GRUEY-VIARD, Constructeur d'instruments de Physique, rue de la Liberté, à Dijon.

GUEBHARD (Dr **Adrien**), Agrégé de Physique de la Faculté de Médecine, à Saint-Vallier de Thiey (Alpes-Maritimes).

GUERBY (A.), Professeur en retraite, boulevard Fragonard, à Grasse (Alpes-Maritimes).

GUÉROULT (Georges), Trésorier-Payeur général, 5 *bis*, rue de Fougères, à Rennes.

GUGGENHEIMER (Siegfried), 20, rue de la Sorbonne.

GUILLAUME (Ch.-Ed.), Docteur ès sciences, attaché au Bureau international des Poids et Mesures, au Pavillon de Breteuil, à Sèvres.

GUILLEMIN (l'abbé), Professeur de Sciences mathématiques et physiques à l'Externat de la rue de Madrid, 1, avenue Marigny.

GUILLOZ (Dr **Th.**), Agrégé-Chef des travaux du Laboratoire de Physique médicale à la Faculté de Médecine, 7, rue Saint-Nicolas, à Nancy.

GUINARD (A.), Armurier, 8, avenue de l'Opéra.

GUINCHANT (J), Maître de Conférence à la Faculté des Sciences, 177, rue Saint-Jean, à Caen.

GUNTZ, Professeur à la Faculté des Sciences, 9, rue de l'Hospice, à Nancy.

GUYE (Philippe A.), Docteur ès sciences, Professeur de Chimie à l'Université de Genève (Suisse).

GUYE (Ch.-Ed.), Docteur ès sciences, 83, route de Chêne, à Genève (Suisse).

HAGENBACH-BISCHOFF, Professeur à l'Université de Bâle (Suisse).

HALE (George), Directeur de l'Observatoire, Yerkes observatory, University of Chicago Williams Bay, Wisconsin (États-Unis).

HALLER (A.), Professeur de Chimie générale à la Faculté des Sciences de Nancy.

HANRIOT, Professeur honoraire de Physique de la Faculté des Sciences de Lille, à Joppécourt, par Mercy-le-Bas (Meurthe-et-Moselle).

HARTL (Colonel), Attaché à l'Institut géographique militaire de Vienne (Autriche).

HAUDIÉ (Edgard), Professeur à l'École navale, 126, rue de Paris, à Brest.

HEMARDINQUER (Ch.), Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences, 38, rue de Turenne.

MM.

HÉMOT (Alphonse), Constructeur d'instruments de précision, 1, rue Vauquelin.

HENOCQUE (le Dr), Directeur-adjoint au Laboratoire de Médecine de l'École des Hautes-Etudes au Collège de France, 11, avenue Matignon.

HENRY (Édouard), Professeur au Lycée, 47, rue de la Comédie, à Lorient.

HENRY (A.), Professeur au Lycée, 1, rue du Trésor, à Reims.

HEPITÈS (Stefan), Directeur de l'Institut météorologique de Roumanie, à Bucarest.

HERSCHOUN (Alexandre), Étudiant au Laboratoire de Physique de l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

HESEHUS (N.), Professeur à l'Institut technologique, à Saint-Pétersbourg (Russie).

HIGISMOND (FRÈRE), Professeur de Physique à l'École des Francs-Bourgeois, 212, rue Saint-Antoine.

HILLAIRET (André), Ingénieur des Arts et Manufactures, 22, rue Vicq-d'Azir.

HIRSCH, Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, 1, rue Castiglione.

HODIN, Inspecteur d'Académie, à Mende.

HOMEN (Théodor), Docteur ès sciences, agrégé à l'Université d'Helsingfors (Finlande).

HOSPITALIER, Ingénieur des Arts et Manufactures, Professeur à l'École de Physique et de Chimie industrielles de la Ville de Paris, 12, rue de Chantilly.

HOSTEIN, Proviseur du Lycée, 37, rue Isabey, à Nancy.

HOULLEVIGUE, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Lyon.

HUDELOT, Répétiteur à l'École centrale, 10, rue Saint-Louis-en-l'Ile.

HUGON, Ingénieur, 77, rue de Rennes.

HURION, Professeur à la Faculté des Sciences, 65, rue Blattin, Clermont-Ferrand.

HURMUZESCU (Dragomir), Docteur ès sciences Professeur à la Faculté des Sciences de Jassy (Roumanie).

HUSSON (Léon), Contrôleur du Câble télégraphique à Haïphong (Tonkin).

HUTIN (Maurice), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 10, avenue Trudaine.

IMBAULT, (G.), Professeur au Lycée de Tunis (Tunisie).

IMBERT (Armand), Professeur de Physique à la Faculté de Médecine de Montpellier.

INFREVILLE (Georges d'), Ex-Électricien de la *Western Union Telegraph Co*, Expert de la *National Bell Telephone Co*, 110, Liberty street, à New-York (États-Unis).

IVANOFF (Basile), Licencié ès sciences (maison Ivanoff), à Simpheropol (Russie).

IZARN (Joseph), Professeur au Lycée Pascal, 2, rue d'Amboise, à Clermont-Ferrand.

JACOBS (Fernand), Président de la société belge d'astronomie, 21, rue des Chevalliers, à Bruxelles (Belgique).

MM.

JAMBART, Professeur au Lycée de Coutances.

JANET (Paul), Chargé de Cours à la Faculté des Sciences, Directeur du Laboratoire central d'Électricité, 180, boulevard Saint-Germain.

JANNETTAZ (Ed.), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, Assistant de Minéralogie au Muséum, 86, boulevard Saint-Germain.

JANSSEN, Membre de l'Institut, Directeur de l'Observatoire d'Astronomie physique, à Meudon.

JARNIGON (Georges), Ingénieur électricien.

JARRE (L.), 2, rue des Pyramides.

JAUBERT (Dr Georges), Chimiste, 90, rue Jouffroy et 102, route de Carouge, à Genève (Suisse).

JAUMANN (Dr G.), Professeur de Chimie et de Physique de l'Université de Prague (Autriche).

JAVAL, Membre de l'Académie de Médecine, Directeur du Laboratoire d'Ophtalmologie de la Faculté des Sciences, 52, rue de Grenelle.

JAVAUX (Émile), Directeur de la Société des ateliers Gramme, 33, rue Clavel.

JÉNOT, Professeur honoraire au Collège Rollin, 17, rue Caulaincourt.

JEUNET, Ancien Professeur, 15, avenue de la Défense de Paris, à Puteaux (Seine).

JOANNIS (l'abbé de), Licencié ès sciences physiques et mathématiques, 15, rue Monsieur.

JOBIN (A.), Ancien Élève de l'École polytechnique, successeur de M. Léon Laurent, 21, rue de l'Odéon.

JOLY, Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, 2 *bis*, Square du Croisic.

JOSEPH (Paul), Ancien Élève de l'École polytechnique, 26, avenue de Montsouris.

JOUBERT, Inspecteur général de l'Instruction publique, 67, rue Violet.

JOUBIN, Professeur à la Faculté des Sciences de Besançon.

JOUKOWSKI (Nicolas), Professeur de Mécanique à l'Université et à l'École des Hautes-Études de Moscou (Russie).

JOYEUX (Eugène), 10, avenue de Bellevue, à Sèvres.

JUNGFLEISCH (E.), Professeur à l'École supérieure de Pharmacie, 74, rue du Cherche-Midi.

KAPOUSTINE (Théodore), Professeur de Physique à l'Université de Tomsk (Sibérie).

KELVIN (Sir William Thomson, Lord) F. R. S., Professeur à l'Université de Glascow (Écosse).

KERANGUÉ (Yves de), Capitaine en retraite, à Kernouël, près Paimpol (Côtes-du-Nord).

KNOLL, Préparateur de Physique au Lycée Louis-le-Grand.

KŒCHLIN (Horace), Chimiste, 19, avenue du Mont-Liboudet, à Rouen.

KŒNIG, Constructeur d'instruments d'Acoustique, 27, quai d'Anjou.

KORDA (Désiré), Ingénieur chef du Service électrique de la Compagnie de Fives, Lille, 64, rue Caumartin.

KOROLKOFF (Alexis), Lieutenant-colonel d'Artillerie russe, Professeur de Physique à l'Académie d'Artillerie de Saint-Pétersbourg (Russie).

MM.

KOWALSKI, Professeur à l'École supérieure du Commerce et de l'Industrie, 1, rue de Grassi, à Bordeaux.

KOWALSKI (Joseph de), Professeur à l'Université de Fribourg (Suisse).

KROUCHKOLL, Docteur ès sciences et Docteur en Médecine, Chef des Travaux pratiques de Physique, à la Faculté des Sciences, 6, rue Édouard-Detaille.

LABATUT, Professeur suppléant à l'École de Médecine et de Pharmacie de Grenoble.

LACOUR (Alfred), Ingénieur civil des Mines, 60, rue Ampère.

LAFARGE (Raymond), 84, rue Lecourbe.

LAFFARGUE (Joseph), Licencié ès sciences physiques, Ingénieur-électricien, 70, boulevard Magenta.

LAFLAMME (l'abbé), Membre de la Société géologique de France, Doyen de la Faculté des Sciences, à l'Université Laval, à Québec (Canada).

LAGRANGE (L.), Professeur de Physique à l'École militaire, 60, rue des Champs-Élysées, à Bruxelles (Belgique).

LALA (Ulysse), Docteur ès sciences, Chef des Travaux de Physique à la Faculté des Sciences, Professeur de Mécanique à l'École des Beaux-Arts et des Sciences industrielles, 11, rue d'Aubuisson, à Toulouse.

LALANDE (F. de), Ingénieur civil des Mines, ancien Élève de l'École polytechnique, 183, boulevard Saint-Germain.

LAMIRAND, Professeur au Lycée de Toulouse.

LAMOTTE, Agrégé, Préparateur au Laboratoire d'Enseignement de la Faculté des Sciences, 9, rue Berthollet.

LANCELOT, Constructeur d'instruments d'acoustique, 70, avenue du Maine.

LANDRIN, Ancien Élève de l'École polytechnique, 76, rue d'Amsterdam.

LAPRESTÉ, Professeur au Lycée Buffon, 7, rue Charlet.

LAROCHE (Félix), Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, 110, avenue Wagram.

LAROCQUE, Directeur de l'École des Sciences, à Nantes.

LAROUSSE (Auguste), Chargé de Cours au Lycée, 16, boulevard de Vesone, à Périgueux.

LATCHINOW, Professeur de l'Institut du corps forestier, à Saint-Pétersbourg (Russie).

LATOUR, Professeur honoraire, 4 *bis*, rue Daillière, à Angers.

LAURENT (Léon), ancien Constructeur d'instruments d'optique, 21, rue de l'Odéon.

LAURIOL (P.), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 83, boulevard Saint-Michel.

LAVERDE (Dr **Jésus Oloya**), à Bucaramanga (États-Unis de Colombie).

LAVIÉVILLE, Sous-directeur des Études scientifiques au Lycée Saint-Louis.

LAWTON (George Fleetwood), Ingénieur-Directeur de l'Eastern Telegrap Co, à Marseille.

LEBARD (P.), Professeur au Lycée d'Angoulême.

LEBEDEW (Jean), Adjoint à l'Académie de Médecine de Saint-Pétersbourg (Russie).

MM.

LE BEL (**J.-A.**), Ancien Président de la Société chimique, 25, rue Franklin.

LEBLANC (**Maurice**), Ancien Élève de l'École polytechnique, 63, allée du Jardin-Anglais, au Raincy.

LE BON (Dr **G.**), 29, rue Vignon.

LECAT, Professeur au Lycée Janson de Sailly, 7, rue Gustave-Courbet.

LECHAT, Professeur honoraire du Lycée Louis-le-Grand, 4, rue de Calais.

LE CHATELIER (**André**), Ingénieur des Constructions navales, 25, cours Gambetta, à Lyon.

LE CHATELIER (**Henry**), Ingénieur des Mines, Professeur de Chimie générale à l'École des Mines, 73, rue Notre-Dame-des-Champs.

LE CHATELIER (**Louis**), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 95, rue de Rennes.

LECHER (Dr **Ernst**), Professeur à l'Université de Prague (Autriche).

LE CORDIER (**Paul**), Chargé de Cours à la Faculté des Sciences, 3, rue Lecoq, à Clermont-Ferrand.

LE DANTEC (l'abbé **L. M.**), 233, rue de Vaugirard.

LEDEBOER, Docteur ès sciences, Villa Montmorency, 5, avenue du Square, à Auteuil.

LEDUC, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 1, rue Michelet.

LEDUC (Dr **Stephane**), Professeur à l'École de Médecine, 5, quai de la Fosse, à Nantes.

LEFEBVRE, Capitaine au 95e d'infanterie, au camp d'Avor.

LEFEBVRE (**Eugène**), Professeur honoraire, 2, rue des Réservoirs, à Versailles et à Menotey (Jura).

LEFEBVRE (**Pierre**), Professeur au Lycée, 34, rue de Bellaing, à Douai.

LEFEVRE (**Julien**), Professeur au Lycée, 2, place Saint-Pierre, à Nantes.

LEFEVRE, Préparateur de Physique au Lycée d'Amiens.

LEJEUNE (**L.**), Ingénieur des Arts et Manufactures, Associé de M. Ducretet, à Thury-Harcourt (Calvados).

LELORIEUX (**V.**), Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 13, rue Soufflot.

LEMOINE (**Émile**), Ancien Élève de l'École polytechnique, 5, rue Littré.

LEMOINE (**Georges**), Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, Professeur à l'École polytechnique, 76, rue d'Assas.

LEMOINE (**Jules**), Professeur au Lycée Saint-Louis, 72, rue Claude-Bernard.

LEMSTROM (**Selim**), Professeur de Physique à l'Université de Helsingfors (Finlande).

LÉON (**Gustave**), Ingénieur des Mines, à Valenciennes.

LEPERCQ (**Gaston**), Professeur de Chimie à la Faculté libre, 25, rue du Plat, à Lyon.

LEQUEUX (**P.**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 64, rue Gay-Lussac.

LERAY (le Père **Ad.**), Eudiste, à La Roche du Theil, près Redon (Ille-et-Vilaine).

LERMANTOFF, Préparateur au Cabinet de Physique de l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

LE ROUX, Examinateur à l'École polytechnique, 120, boulevard Montparnasse.

MM.

LEROY, Professeur au Lycée Michelet, 245, boulevard Raspail.

LEROY, Médecin-Major de 1re classe au 160e régiment d'infanterie, à Toul.

LESAGE, Professeur au Lycée de Châteauroux.

LESOBRE, Professeur au Collège de Melun.

LESPIAULT, Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

LÉTANG (Dr **Marc**), 272, rue Saint-Honoré.

LEUILLIEUX (Dr), Médecin de la Compagnie des Chemins de fer de l'Ouest à Conlie (Sarthe).

LEVENS, villa Le Cottage, à Saint-Jean-sur-Mer, près Nice.

LÉVY (**Armand**), Professeur de Physique, rue de Cazault, 120, à Alençon.

LHUILLIER, Professeur au Prytanée militaire de La Flèche, 5, rue de la Nation.

LIMB (**Claudius**), Ingénieur, Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences, 43, rue de Lyon.

LIPPICH (**Fr.**), Professeur à l'Université de Prague (Autriche).

LIPPMANN, Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 10, rue de l'Éperon.

LOISELEUR, Professeur au Collège, 92, rue de Lyon, à Libourne.

LORRAIN (**James-Grieves**), Consulting Engineer Norfolk House, Norfolk street, London, W. C. (Angleterre).

LOUGUININE (**W.**), Dr honoraire, Professeur de Thermochimie à l'Université de Moscou (Russie).

LUBOSLAWSKY (**Gennady**), Préparateur à l'Institut forestier de Saint-Pétersbourg (Russie).

LUCAS (Le Père **J.-D.**), Professeur au Collège Notre-Dame-de-la-Paix à Namur (Belgique).

LUCCHI (Dr **Guglielmo de**), Professeur de Physique au Lycée royal Tito Livio, Padoue (Italie).

LUGGIN (Dr **Hans**), Durlacherstrasse, 24, III St à Karlsruhe (Allemagne).

LUGOL (**Paul**), Professeur au Lycée, cité Chabrol, à Clermont-Ferrand.

LUMIÈRE (**Auguste**), Ingénieur-Chimiste, cours Gambetta, à Monplaisir (Lyon).

LUMIÈRE (**Louis**), Ingénieur-Chimiste, cours Gambetta, à Monplaisir (Lyon).

LUSSANA (**Silvio**), Docteur ès sciences physiques, à l'Institut Physique de l'Université de Sienne (Italie).

LYON (**Gustave**), Ancien Élève de l'École polytechnique, Ingénieur civil des Mines, 24 bis, rue Rochechouart.

MACÉ DE LÉPINAY, Professeur à la Faculté des Sciences, 105, boulevard Longchamps, à Marseille.

MACH (Dr **E.**), Professeur de Physique à l'Université, IV Schleifnnöhlgasse 8, à Vienne (Autriche).

MACK, 212, rue Saint-Jacques.

MACQUET (**Auguste**), Ingénieur au corps des Mines, Directeur de l'École provinciale d'Industrie et des Mines du Hainaut, 22, boulevard Dolez, à Mons (Belgique).

MM.

MADAMET, Directeur des Forges et Chantiers de là Méditerranée, à Marseille.

MAIGRET (Dr), 86, avenue de la République, à Montrouge (Seine).

MAINGIE, Docteur ès sciences physiques et mathématiques, 218, avenue de la Reine, à Laeken, Bruxelles (Belgique).

MAISONOBE, Capitaine d'Artillerie, 1, boulevard de la Liberté, à Bourges.

MALDINEY (**J.**), Président de la Société de Photographie du Doubs, Préparateur à la Faculté des Sciences de Besançon.

MALLY (Dr **Francis**), 47, rue de Rome.

MALOSSE, Professeur à l'École de Médecine d'Alger.

MALTÉZOS, Docteur ès sciences, 6, rue Flatters.

MAMY (**J.**), Professeur au Lycée, 15, rue Thibaudeau, à Poitiers.

MANEUVRIER, Directeur-Adjoint du Laboratoire des Recherches (physiques) à la Sorbonne.

MANY, Professeur de Physique à l'École des Ponts et Chaussées, à Bucarest (Roumanie).

MARAGE (Dr), Docteur ès sciences, 15, place de la Madeleine.

MARCHIS, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

MAREY, Membre de l'Institut, 11, boulevard Delessert.

MARIE, Préparateur de Physique au Lycée Charlemagne.

MARSAL (**A.**), Professeur au Lycée d'Agen.

MARTIN (**Ch.**), rue de Bonneval, à Chartres.

MARTIN (**Georges**), Ingénieur de la Station d'Éclairage électrique, 67, rue Rousseau, à Bar-le-Duc.

MARTIN (Joanny).

MARTINET, Prof. au Lycée Janson de Sailly, 5, rue de l'Amiral-Courbet.

MARTINET, Professeur au Prytanée militaire, de la Flèche.

MASCART, Membre de l'Institut, Professeur au Collège de France, Directeur du Bureau central météorologique, 176, rue de l'Université.

MASSE (**Maurice**), Ancien Élève de l'École polytechnique, Ingénieur des Mines, place du Vœu, à Nice.

MASSIN, Ingénieur des Télégraphes, au Dépôt de l'Administration des Postes et Télégraphes.

MASSON (**G.**), Libraire-Éditeur, 120, boulevard Saint-Germain.

MATHIAS (**Émile**), Professeur à la Faculté des Sciences, 22, rue Sainte-Anne, à Toulouse.

MATHIEU, Professeur au Lycée, 64 *bis*, rue de la Polle, à Cherbourg.

MATHIEU, Professeur au Lycée d'Evreux.

MAUMENÉ (**E.**), Professeur à la Chaire municipale de Reims et à la Faculté catholique de Lyon, 91, avenue de Villiers.

MAUPEOU D'ABLEIGES (**de**), Ingénieur de la Marine, à Lorient.

MAURAIN (**Charles**), Agrégé-Préparateur au Collège de France.

MAURAT, Professeur honoraire au Lycée Saint-Louis, à Rochecorbon (Indre-et-Loire).

MELANDER, Préparateur à l'Université d'Helsingfors (Finlande).

MÉNIER (**Henri**), 8, rue de Vigny.

MERCADIER, Directeur des Études à l'École polytechnique, 21, rue Descartes.

MM.

MERGIER (Dr), Préparateur des travaux pratiques de Physique à la Faculté de Médecine, 27, avenue d'Antin.

MERITENS (**de**), Ingénieur, 74, boulevard de Clichy.

MERLE (**Antoine**), Propriétaire de la maison Brunot-Court, boulevard Victor-Hugo, à Grasse.

MERLIN (**Paul**), Professeur au Lycée, 78, faubourg Vincent, à Châlons-sur-Marne.

MESLANS (**Maurice**), Agrégé de l'École supérieure de Pharmacie, à Nancy.

MESLIN, Professeur à la Faculté des Sciences, 10, boulevard Ledru-Rollin, Montpellier.

MESTRE, Ingénieur à la Cie des Chemins de fer de l'Est, 168, rue Lafayette.

MÉTRAL (**Pierre**), Agrégé des Sciences physiques, Professeur à l'École Colbert, 239 *bis*, rue Lafayette.

MEYER, Directeur de la Compagnie continentale Edison, 38, rue Saint-Georges.

MEYLAN, Ingénieur de la maison Gaiffe, 40, rue Saint-André-des-Arts.

MICHEL (**Auguste**), Constructeur d'instruments de Physique, 92, rue de Bondy.

MICHELSON (**Albert**), Professeur à l'Université de Chicago (États-Unis).

MICULESCU (**Constantin**), Professeur à l'Université de Bucarest, 11, strada Baterülor (Roumanie).

MILLARD (**John-A.**), Docteur en Médecine, au château Sunnyside, à Dinard-Saint-Enogat et 11, rue de la Monnaie à Rennes.

MISLAWSKY (Dr), Professeur agrégé de Physiologie à l'Université de Kasan (Russie).

MOËSSARD, Colonel du Génie, 58, rue de Vaugirard.

MOINE, Professeur de Physique au Lycée de Brest.

MOLTENI (**A.**), Ingénieur-constructeur, 44, rue du Château-d'Eau.

MONNIER (**D.**), Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures, 1, rue Appert.

MONNORY (**Henri**), Professeur au Lycée Hoche, 19, rue Maurepas, à Versailles.

MONOYER, Professeur à la Faculté de Médecine de Lyon.

MONTEFIORE (**Levi**), Sénateur, Ingénieur, Fondateur de l'Institut électrotechnique, 35, rue de la Science, à Bruxelles (Belgique).

MONTEIL (**Silvain**), Juge de Paix à Châteauneuf-la-Forêt (Haute-Vienne).

MONTHIERS (**Maurice**), 50, rue Ampère.

MOREAU (**Georges**), Professeur à la Faculté des Sciences, 13, rue Tronjolly, à Rennes.

MORELLE, Constructeur-Mécanicien, 39, avenue d'Orléans.

MORIN (**Pierre**), Professeur au Lycée, 25, rue Barathon, à Montluçon.

MORIZOT, Chargé de Cours au Lycée de Chaumont.

MORS, Ingénieur, constructeur d'appareils électriques, 8, avenue de l'Opéra.

MOSER (Dr **James**), Privat-Docent à l'Université, 25, Laudon-gasse, Vienne VIII (Autriche).

MOUCHOT, Professeur en retraite, 56, rue Dantzig (5, passage Dantzig).

MOULIN (**Honoré**), Capitaine au 26e d'Artillerie, au Mans.

MM.

MOUREAUX (Th.), Météorologiste, Chef du Service magnétique à l'Observatoire du Parc Saint-Maur (Seine).

MOUSSELIUS (Maximilien), Employé à l'Administration centrale des Télégraphes, rue Torgowaïa n° 13, Log. 4, à Saint-Pétersbourg (Russie).

MUIRHEAD (Alexandre) F. C. S., 5, Cowley Street Westminster, S. W. Londres.

MUKHOPADHYAY (Asutosh), Membre de la Société de Physique de Londres, 77, Russa Road north, Bhowanipore, à Calcutta (Indes).

MULLER, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences (Institut chimique) de Nancy.

NACHET (A.), Constructeur d'instruments d'Optique, 17, rue Saint-Séverin.

NACHET (Camille), Constructeur d'instruments d'Optique, 7, rue des Gravilliers.

NAMBA MASSASHI, à Sendaï (Japon).

NEGREANO (D.), Directeur du laboratoire de Physique de l'Université de Bucarest (Roumanie).

NERVILLE (de), Ingénieur des Télégraphes, 39, rue de Ponthieu.

NEUBURGER, Professeur au Lycée, 11, avenue du Vieux-Marché, à Orléans.

NEYRENEUF, Professeur à la Faculté des Sciences de Caen.

NODON (Albert), Ingénieur conseil, 134, boulevard Voltaire.

NOÉ (Charles), Constructeur d'instruments pour les Sciences, 8, rue Berthollet.

NOGUÉ (Émile), Attaché à la Maison Pellin-Duboscq, 138, rue d'Assas.

NOTHOMB (Louis), Professeur de télégraphie technique à l'École de Guerre, 91, avenue Louise, à Bruxelles (Belgique).

NOUGARET (Élie), Censeur du Lycée de Toulouse.

OFFRET (Albert), Professeur de Minéralogie à l'Université, 135, avenue de Saxe, à Lyon.

OGIER (Jules), Docteur ès sciences, chef du Laboratoire de Toxicologie, 1, quai d'Orsay.

OLIVIER (Louis), Docteur ès sciences, Directeur de la *Revue générale des Sciences pures et appliquées*, 34, rue de Provence.

OLLIVIER (A), Ingénieur civil, 51, boulevard Beaumarchais.

ONDE, Professeur au Lycée Henri IV, 41, rue Claude-Bernard.

OUMOFF (Nicolas), Professeur de Physique à l'Université de Moscou (Russie).

OZENNE, Aide au Bureau international des Poids et Mesures, au Pavillon de Breteuil, à Sèvres.

PAILLARD-DUCLÉRÉ (Constant), Secrétaire d'Ambassade, 96, boulevard Haussmann.

PAILLOT, Chef des Travaux pratiques à la Faculté des Sciences, 32, rue Brule-Maison, à Lille.

MM.

PALAZ (Adrien), Docteur ès sciences, Professeur d'Électricité industrielle, à l'Université de Lausanne (Suisse).

PALMADE, Professeur au Lycée de Bordeaux.

PALMADE (F.), Capitaine du Génie, Adjoint au Commandant de l'École du Génie, à Versailles.

PANZANI (J.-P.), Licencié ès Sciences mathématiques et physiques. Directeur de l'École Descartes, 46, rue de la Tour.

PARAYRE, (l'abbé **D.**), Directeur de l'École Saint-Sauveur, à Saint-Germain-en-Laye.

PARENTHOU (Émile), Ingénieur, 47, rue Denfert-Rochereau.

PARISSE, Ingénieur des Arts et Manufactures, 49, rue Fontaine-au-Roi.

PARMENTIER, 21, avenue de la Toison-d'Or, à Bruxelles (Belgique).

PATENT OFFICE LIBRARY, à Londres (Angleterre).

PAVILLARD, Professeur au Lycée de Montpellier.

PALVIDÈS (Démosthènes), Docteur en Médecine, 14, rue Cadet.

PAYN (John), Directeur de l'Eastern Telegraph C°, au Caire (Égypte).

PÉLABON (H.), Chargé de Conférences de Chimie à la Faculté des Sciences de Lille.

PELLAT (H.), Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, 3, avenue de l'Observatoire.

PELLERIN, Professeur de Physique à l'École de Médecine, 9, quai Richebourg, à Nantes.

PELLIN (Philibert), Ingénieur des Arts et Manufactures, successeur de M. Jules Duboscq, 21, rue de l'Odéon.

PELISSIER (Georges), 57, rue des Bois Colombes, à La Garenne, (Seine).

PERNET (Dr J.), Professeur à l'École polytechnique, 84, Hofstrasse, à Zurich (Suisse).

PERNIN (René), Directeur de la Station centrale d'Électricité, à Troyes.

PEROT (Alfred), Professeur d'Électricité industrielle à la Faculté des Sciences, 119, boulevard de Longchamps, à Marseille.

PERREAU, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Nancy.

PERRIN (Jean), agrégé, Prép. à l'École normale supérieure, 45, rue d'Ulm.

PETIT (Paul), Professeur à la Faculté des Sciences de Nancy.

PETIT (Paul), Professeur au Lycée de Foix.

PETITEAU (Marcel), Professeur au Lycée de Nantes.

PÉTROFF, Professeur à l'Institut technologique, Directeur du Département des chemins de fer au Ministère des voies et communications, à Saint-Pétersbourg (Russie).

PEUCHOT, Ingénieur opticien, 31, quai des Grands-Augustins.

PEYRARD (Henri), Professeur au Collège d'Argentan (Orne).

PEYRUSSON (Édouard), Professeur de Chimie et de Toxicologie à l'École de Médecine et de Pharmacie, 17, chemin du Petit-Tour, à Limoges.

PFAUNDLER (Léopold), Professeur à l'Université de Gratz (Autriche).

PHASSMANN, maire de Saint-Mihiel, (Meuse).

PHILBERT, Ancien Receveur des Télégraphes, 58, rue d'Antrain, à Rennes.

PHILIPPE (A.), Professeur au Lycée, 5, rue de l'Abattoir, à Bourges.

PHILIPPON (Paul), Répétiteur au Laboratoire d'Enseignement de la Sorbonne, 166, boulevard Montparnasse.

MM.

PICART (**A.**), Fabricant d'instruments de précision, 20, rue Mayet.

PICOU (**R.-V.**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 41, rue Saint-Ferdinand.

PILLEUX, Electricien, 79, rue Claude-Bernard.

PILLON (**André**), Ingénieur des Arts et Manufactures, successeur de M. Deleuil, 42, rue des Fourneaux.

PILTSCHIKOFF (**Nicolas**), Professeur à l'Université d'Odessa (Russie).

PIONCHON, Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble.

PISCA (**Michel**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 89, rue de Tocqueville.

POINCARÉ (**Antoni**), Inspecteur général des Ponts et Chaussées, 14, rue du Regard.

POINCARÉ (**Lucien**), Chargé de Cours à la Faculté des Sciences, 17, rue d'Assas.

POINTELIN, Professeur de physique au Lycée d'Amiens.

POIRÉ, Membre du Conseil supérieur de l'Instruction publique, Professeur au Lycée Condorcet, 84, boulevard des Batignolles.

POLLARD (**Jules**), Ingénieur de la Marine, 28, rue Bassano.

POMEY (**J.-B.**), Inspecteur-Ingénieur des Télégraphes, 33, rue de Coulmiers.

PONSELLE (**Georges**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 114, avenue de Wagram.

PONSOT, Docteur ès-Sciences, Professeur au Lycée Condorcet, 28, rue Vauquelin.

POPOFF (**Alexandre**), Professeur à l'École des Torpilleurs marins, Classe des officiers de Marine, à Cronstadt (Russie).

POPP (**Victor**), Administrateur-Directeur de la Compagnie des Horloges pneumatiques, 54, rue Étienne-Marcel.

POPPER (**Josef**), Ancien Élève de l'École polytechnique de Vienne, Ingénieur-constructeur de machines, VII, Westbahnstrass, 29, à Vienne (Autriche).

POTIER, Membre de l'Institut, Ingénieur en chef des Mines, 89, boulevard Saint-Michel.

POUSSIN (**Alexandre**), Ingénieur, Chef du Contrôle à la Société normande d'Électricité, 7, rue Henri-Barbet à Rouen.

PRÉAUBERT (**E.**), Professeur au Lycée, 13, rue Proust, à Angers.

PRÉOBRAJENSKI (**Pierre**), au Musée polytechnique, à Moscou (Russie).

PRÉSIDENT (le) de la Société de Physique de Londres (Angleterre).

PRÉSIDENT (le) de la Société de Physique de Saint-Pétersbourg (Russie).

PRETORIANO (**Marin**), Professeur à l'École militaire de Craïova (Roumanie).

PUPIN (D[r]), Secrétaire de la Faculté de Médecine de Paris.

PUYFONTAINE (Comte **de**), 34, avenue Friedland.

QUEFFELLEC (**Auguste**), Licencié ès Sciences, Professeur au Collège Notre-Dame des Dunes, à Dunkerque.

QUESNEVILLE (D[r]), Professeur agrégé, à l'École supérieure de Pharmacie, 1, rue Cabanis.

MM.

RADIGUET, Opticien-constructeur, 15, boulevard des Filles-du-Calvaire.

RAFFARD, Ingénieur civil, 5, avenue d'Orléans.

RALLET, Professeur à l'Université de Jassy (Roumanie).

RAMEAU (l'abbé), Professeur de Physique à l'Institution Saint-Cyr, à Nevers.

RANQUE (Paul), Docteur en Médecine, 13, rue Champollion.

RAU (Louis), Administrateur délégué de la Compagnie Continentale Edison, 7, rue Montchanin.

RAVEAU (C.), Répétiteur à l'Institut national agronomique, 5, rue des Écoles.

RAYET, Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

RAYMOND (Eugène), Ingénieur principal de la Compagnie des Messageries maritimes, à la Ciotat.

RECHNIEWSKI, Ingénieur-électricien, 11, rue Lagrange.

RECOURA (Albert), Doyen de la Faculté des Sciences de Lyon, 12, rue Pelletier de Chambure, à Dijon.

RÉGNARD (Dr **P.**), Membre de l'Académie de Médecine, Sous-Directeur du Laboratoire de Physiologie de la Faculté des Sciences, 224, boulevard Saint-Germain.

RENARD (Charles), Chef de bataillon du Génie, Directeur de l'Établissement central d'Aérostation militaire, 7, avenue de Trivaux, à Chalais-Meudon.

RENAULT (A.), Licencié ès Sciences physiques, 25, rue Brezin.

RIBAN (Joseph), Directeur adjoint du Laboratoire d'enseignement chimique et des Hautes-Études, 85, rue d'Assas.

RIBIÈRE (Charles), Ingénieur en Chef des Ponts et Chaussées (service des Phares), 13, rue de Siam.

RICHARD (Jules), Ingénieur-Constructeur, 8, impasse Fessart (Belleville).

RICHET (Ch.), Professeur à la Faculté de Médecine, 15, rue de l'Université.

RIGOLLOT, Chef des Travaux pratiques de Physique à la Faculté des Sciences de Lyon.

RILLIET, Professeur à l'Université, 25, rue Bellot, à Genève (Suisse).

RIVIÈRE (Charles), Professeur au Lycée Saint-Louis, 123, boulevard Montparnasse.

RIVOIRE (Arthur), à Orléans.

ROBERT (A.-C.), Ingénieur des Arts et Manufactures, 38, rue Saint-Sulpice.

ROBIN (P.), 6, rue Haxo.

RODDE (Ferd.), 61, rue Rochechouart.

RODDE (Léon), 107, rua do Ouvidor, à Rio-Janeiro (Brésil).

RODOCANACHI (Emmanuel), 54, rue de Lisbonne.

ROGER (Albert), rue Croix-de-Bussy, à Épernay.

ROGER (J.), Chef d'Institution honoraire, 7, rue Faustin-Hélie.

ROGOWSKY (Eugène), Professeur au Laboratoire de Physique de l'Université, à Saint-Pétersbourg (Russie).

ROIG Y TORRES (Raphaël), Professeur à la Faculté des Sciences de Barcelone (Espagne).

ROLLAND, Professeur au Lycée de Chartres.

MM.

ROMILLY (**Félix de**), 25, avenue Montaigne.

ROMILLY (**Paul de**), Ingénieur en Chef des Mines, 7, rue Balzac.

ROSENSTIEHL, Chimiste, Directeur de l'Usine Poirier, 61, route de Saint-Leu, à Enghien.

ROTHSCHILD (Baron **Edmond de**), 41, rue du Faubourg-Saint-Honoré.

ROUSSEAU, Professeur à l'Université, 20, rue Vauthier, à Ixelles-Bruxelles (Belgique).

ROUSSELET, Proviseur du Lycée de Roanne.

ROUSSELOT (l'abbé), Professeur à l'Institut catholique, 74, rue de Vaugirard.

ROUX (**Gaston**), Ingénieur électricien, 51, rue de Dunkerque.

ROUX, Ingénieur des Arts et Manufactures, Professeur à l'École Sainte-Geneviève, 223, boulevard Raspail.

ROWLAND, Professeur à l'Université Johns Hopkins, à Baltimore (États-Unis).

ROZIER (**F.**), Docteur en Médecine, 10, rue du Petit-Pont.

SACERDOTE (**Paul**), Ancien Élève de l'École normale supérieure, Professeur agrégé au Collège S[te]-Barbe, 97, boulevard Saint-Michel.

SADOWSKY (**Alexandre**), Professeur à l'Université impériale de Physique, à Juriew (Russie).

SAID (**Dj.**), Ingénieur, 54, rue Notre-Dame-des-Champs.

SAINTE-CLAIRE DEVILLE (**Émile**), Ingénieur à la Compagnie du gaz, 12, rue Alphonse de Neuville.

SAINTE-CLAIRE DEVILLE (**Henri**), ancien Directeur des Manufactures de l'État, Administrateur délégué de la Société anonyme des anciennes salines domaniales de l'Est, 95, rue de Courcelles.

SALADIN (**Édouard**), Ingénieur civil des Mines, à la C[ie] de Junction City, 12, rue Roquépine.

SALCHER (D[r] **P.**), Professeur à l'Académie de Fiume (Autriche-Hongrie).

SALLES (**Adolphe**), 1, rue Rabelais.

SALMON, Professeur au Lycée, 15, rue du Mûrier-d'Espagne à Nîmes.

SANDOMENICO (**Gaëtano**), Professeur, Via Arreniacca, Palazzo Sbarra à Naples (Italie).

SANDOZ (**Albert**), Préparateur des Travaux pratiques de Physique à la Faculté de Médecine, 11, rue Rataud.

SARASIN (**E.**), Docteur ès sciences, à Genève (Suisse).

SARRAN, Professeur au Lycée de Bordeaux.

SARRAU, Membre de l'Institut, Ingénieur en Chef des Poudres et Salpêtres, professeur de Mécanique à l'École polytechnique, 9 *bis*, avenue Daumesnil, à Saint-Mandé.

SAUTTER (**Gaston**), Ingénieur, 26, avenue de Suffren.

SCHILLER (**Nicolas**), Professeur de Physique à l'Université de Kieff (Russie).

SCHNEIDER (**Théodore**), Professeur de Chimie à l'École Monge, 5, rue Bosio, à Auteuil.

MM.

SCHÜRR (Joseph), Professeur au Lycée, à Lancelotte Désertines, près de Montluçon.

SCHWEDOFF, Doyen de la Faculté des Sciences, Professeur à l'Université d'Odessa (Russie).

SCIAMA, Ingénieur civil des Mines, directeur de la maison Bréguet, 15, rue Bizet.

SCOBELTZINE (Wladimir), Préparateur au Laboratoire de Physique de l'Université, à Saint-Pétersbourg (Russie).

SEBERT (Général) Membre de l'Institut, 14, rue Brémontier.

SECRÉTAN (**G.**), Ingénieur opticien, 13, place du Pont-Neuf.

SÉGUIN, ancien Recteur, 1, rue Ballu.

SEIGNETTE (Adrien), Professeur au Lycée Condorcet, 21, rue Tronchet.

SELIGMANN-LUI, Sous-Inspecteur des Télégraphes, 103, rue de Grenelle.

SENTIS, Professeur au Lycée, 17, boulevard de Roanne, à Grenoble.

SERPOLLET, Ingénieur, 27, rue des Cloys.

SERRÉ-GUINO, Examinateur honoraire à l'École de Saint-Cyr, 114, rue du Bac.

SIEGLER, Ingénieur en chef de la voie à la Compagnie des Chemins de fer de l'Est, 96, rue de Maubeuge.

SIGALAS (Dr **C.**), Agrégé, Chef des Travaux, chargé d'un cours complémentaire de Physique à la Faculté de Médecine et de Pharmacie, 4, rue Théodore-Ducos, à Bordeaux.

SIMOUTRE (l'abbé), Professeur de Physique au grand séminaire de Nancy.

SIRE (**G.**), Correspondant de l'Institut, à Besançon-Mouillière.

SIRVENT, Professeur au Lycée Saint-Louis, 73, rue de Rennes.

SMOLUCHOWSKI DE SMOLAN (le Chevalier **M.**), Docteur ès-sciences, Klopstock Str., 25, Gart. Berlin N. W. (Allemagne).

SOKOLOFF (Alexis), Professeur de Physique à l'Académie de Moscou (Russie).

SOMZÉE (Léon), Ingénieur honoraire des Mines, 22, rue du Palais, à Bruxelles (Belgique).

SORET, Professeur au Lycée du Havre.

SORET, Professeur à l'Université de Genève (Suisse).

SORBIER (**J.**), Professeur au Lycée, 70, rue Bourg-Neuf, à Bayonne.

SOUCARET, Directeur gérant du Journal *l'Écho scientifique*, 5, rue des Grands-Augustins.

STACKELBERG (Baron **Édouard de**), Breit Strasse, 30, à Dorpat (Russie).

STAPFER (Daniel), Ingénieur, boulevard de la Mayor, à Marseille.

STCHEGLAIEF (Wladimir), Professeur de Physique à la Haute-École technique de Moscou (Russie).

STEPANOFF, Professeur de Physique, à Cronstadt (Russie).

STIASSNIE (Maurice), Constructeur de microscopes, 43, rue des Écoles.

STOKES (**G.-G.**), Professeur de Mathématiques à l'Université de Cambridge, Lensfield Cottage, Cambridge (Angleterre).

STRAVOLCA, Professeur à l'Université de Jassy (Roumanie).

STRAUSS, Chef du Génie, 16, boulevard de la Liberté, à Gap.

STREET (Charles), Ingénieur des Arts et Manufactures, 60, boulevard Haussmann.

MM.

SWYNGEDAUW (**R.**), Maître de Conférences à l'Institut de Physique, 48, rue Gauthier-de-Châtillon, à Lille.

TACCHINI, Astronome, Directeur du Bureau météorologique d'Italie, à Rome.

TAILLEFER (**André**), Ancien Élève de l'École polytechnique, 5, rue Bonaparte.

TANGL, Directeur de l'Université de Budapest (Roumanie).

TEISSERENC DE BORT (**Léon**), Chef du Service de Météorologie générale au Bureau central météorologique, Secrétaire général de la Société météorologique de France, 82, avenue Marceau.

TEPLOFF (**N.**), Colonel du Génie impérial russe, rue Vladimir Kaies, 15, maison Friedrichs, à Saint-Pétersbourg (Russie).

TERMIER, Ingénieur des Mines, Professeur à l'École nationale des Mines, 71, rue Claude-Bernard.

TERRIER, Professeur au Lycée de Laval.

THENARD (le **baron Arnould**), chimiste agriculteur, 6, place Saint-Sulpice.

THIERRY (**Maurice de**), Docteur en Médecine, 119, rue d'Alésia.

THIESEN (Dr **Max**), Physikalischen Technische Reichsanstalt, Charlottenburg-Berlin (Allemagne).

THIMONT, Professeur au Collège Stanislas, 144, boulevard du Montparnasse.

THOMAS, Professeur à l'École supérieure des Sciences d'Alger.

THOMPSON (**Silvanus-P.**), Professeur à Finsbury Technical College, Morland, Chislett Road, West Hampstead, Londres, N. W. (Angleterre).

THOUVENEL, Professeur au Lycée Charlemagne, 100, rue de Rennes.

TIMIRIAZEFF, Professeur à l'Université et à l'Académie agronomique de Moscou (Russie).

TISSANDIER (**Gaston**), 50, rue de Châteaudun.

TISSIER, Professeur au Lycée Voltaire, 1, rue Mirbel.

TISSOT, Enseigne de vaisseau, chargé d'un Cours de Physique à l'École nationale, 107, rue de Siam, à Brest.

TOMBECK, Licencié ès-siences, 8, square du Croisic.

TONARELLI, Proviseur du Lycée du Puy.

TORCHEBEUF (**Ch.**), Constructeur d'instruments de Physique, 15, rue de l'Estrapade.

TOUANNE (**de la**), Ingénieur des Télégraphes, 8, rue de Tournon.

TROUPOT (l'abbé **J.-E.**), Professeur à l'École Fénelon, à Bar-le-Duc.

TRIPIER (Dr), 41, rue Cambon.

TROOST, Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 84, rue Bonaparte.

TROUVÉ (**G.**), Constructeur d'instruments de précision, 14, rue Vivienne.

TSCHERNING (Dr) Sous-directeur du Laboratoire d'Ophtalmologie à la Faculté des Sciences, 15, rue de Mézières.

TULEU (**Charles**), Ingénieur, 58, rue Hauteville.

TURPAIN, Préparateur à la Faculté des Sciences, Cours Victor-Hugo, à Bordeaux.

MM.

UCHARD (A.), Chef d'escadron d'Artillerie, 46, boulevard de l'Arsenal, à Bourges.

UNIVERSITÉ DE SYDNEY (New South Wales).

VACHER (Paul), 45, rue de Sèvres.

VAGNIEZ-BENONI, Negociant, 14, rue Lemerchier, Amiens.

VAGNIEZ (Édouard), 14, rue Lemerchier, à Amiens.

VAN AUBEL (Dr **Edmond**), Professeur à l'Université de Gand, 12, rue de Comines à Bruxelles (Belgique).

VAN DER MENSBRUGGHE (Gustave-Léonard), Membre de l'Académie Royale, Professeur de Physique mathématique à l'Université, 80, rue Coupure, à Gand (Belgique).

VAN DER VLIET, Professeur de Physique à l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

VANDEVYVER, Docteur ès-sciences et Répétiteur à l'Université, 14, rue Saint-Amand, à Gand (Belgique).

VARACHE (A.), Professeur au Collège, 28, rue de la Rotonde, à Béziers.

VARENNE (de), Préparateur du Laboratoire de Physiologie générale au Muséum, 7, rue de Médicis.

VASCHY, Ingénieur des Télégraphes, Répétiteur à l'École polytechnique, 68, avenue Bosquet.

VAUGEOIS (Jean-Georges), Ingénieur-électricien à l'usine G.-B. Blot, Fabricant d'accumulateurs, 7, boulevard Solférino, à Billancourt (Seine).

VASSEUR (Alfred), 4, Petite-Rue de Barette, à Amiens.

VAUTIER (Théodore), Professeur adjoint de Physique à la Faculté des Sciences, 30, quai Saint-Antoine, à Lyon.

VAYSSIÈRES (Louis), Chef des Travaux pratiques de Physique à la Faculté des Sciences, 47, rue Terruse, à Marseille.

VELTER (Jules), Ingénieur des Arts et Manufactures, successeur de M. Deleuil, 42, rue des Fourneaux.

VERDIN (Charles), Constructeur d'instruments de Physiologie, 7, rue Linné.

VERNIER (Victor), Professeur au Lycée, 38, rue Nationale, à Tulle.

VIDAL (Léon), Professeur à l'École des Arts décoratifs, 7, rue Scheffer.

VIEILLE, Ingénieur des Poudres et Salpêtres, Répétiteur à l'École polytechnique, 19, quai Bourbon.

VIGNON (Léon), Professeur à l'Université de Lyon.

VIGOUROUX (Dr **Romain**), Chef du service autonome d'électrothérapie (Salpêtrière), 22, rue Notre-Dame-de-Lorette.

VILLARD, Agrégé de l'Université, 45, rue d'Ulm.

VILLIERS (Antoine), Agrégé à l'École de Pharmacie, 30, avenue de l'Observatoire.

VINCENS, Licencié ès Sciences mathématiques et physiques, 59, rue d'Amsterdam.

VIOLET (Léon), 20, rue Delambre.

VIOLLE, Membre de l'Institut, Professeur au Conservatoire national des Arts et Métiers, Maître de Conférences à l'École normale, 89, boulevard Saint-Michel.

MM.

VLASTO (Ernest), Ingénieur, Administrateur de la Société anonyme de fabrication de produits chimiques, 44, rue des Écoles.

VOIGT, Professeur honoraire du Lycée de Lyon, à Géanges, par Saint-Loup de la Salle (Saône-et-Loire).

VOISENAT (Jules), Ingénieur des Télégraphes, 74, boulevard du Montparnasse.

WAHA (de), Professeur de Physique, à Luxembourg (Grand-Duché de Luxembourg).

WALCKENAER, Ingénieur des Mines, Professeur à l'École des Mines, 218, boulevard Saint-Germain.

WALLON (E.), Professeur au Lycée Janson de Sailly, 75, rue de Prony.

WEILLER (Lazare), Ingénieur manufacturier, 40, rue de Monceau.

WEISS (Dr Georges), Ingénieur des Ponts et Chaussées, Professeur agrégé de Physique à la Faculté de Médecine, 20, avenue Jules Janin.

WEISS (Pierre), Docteur ès sciences, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Rennes.

WENDT (Gustave), Constructeur d'instruments de physique (maison Hempel), 55, quai des Grands-Augustins.

WERLEIN (Ivan), Constructeur d'instruments d'Optique, 8, rue d'Ulm.

WEST (Émile), Chef du Laboratoire des Chemins de fer de l'Ouest, 29, rue Jacques-Dulud, à Neuilly-sur-Seine.

WEYHER, Ingénieur, Administrateur-Directeur de la Société centrale de Construction de Machines, 36, rue Ampère.

WIEDEMANN (Eilhard), Professeur de Physique, à Erlangen (Allemagne).

WITZ (Aimé), Ingénieur civil, Professeur aux Facultés catholiques, 29, rue d'Antin, à Lille.

WOLF, Membre de l'Institut, Astronome à l'Observatoire de Paris, Professeur à la Faculté des Sciences, 1, rue des Feuillantines.

WOLFF (Dr), Professeur à l'École de Médecine, 52, rue Bernard-Palissy, à Tours.

WOULFF, Agrégé de l'Université de Varsovie (Russie).

WUILLEUMIER (H.), Docteur ès sciences, 98, rue d'Assas.

WUNSCHENDORFF, Directeur-Ingénieur des Télégraphes, 92, rue de Rennes.

WYROUBOFF (G.), Docteur ès sciences, 20, rue Lacépède.

XAMBEU, Principal honoraire, 41, Grande-Rue, à Saintes.

YVON (P.), Pharmacien, 26, avenue de l'Observatoire.

ZAHM (le R. P. **J.-A.**), Professeur de Physique, à l'Université, à Notre-Dame (Indiana) (États-Unis).

ZEGERS (Louis-L.), Ingénieur des Mines du Chili, 63, S. Martin, à Santiago (Chili).

MM.

ZETTER (Charles), Ingénieur des Arts et Manufactures, Directeur de la Compagnie française d'appareillage électrique, 16, rue Montgolfier.

ZILOFF, Professeur de Physique, à l'Université de Varsovie (Russie).

ZUPP, Professeur en retraite, 21, rue Saint-Gilles, à Brest.

Juin 1897.

Prière d'adresser au Secrétaire général les rectifications et changements d'adresse.

TABLE DES MATIÈRES.

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES.



